COMPTON-STREUUNG AN CU, SN UND PB

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Peter Rullhusen
aus New York

Göttingen 1975

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534921_0009

COMPTON-STREUUNG AN CU, SN UND PB

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

vorgelegt von

Peter Rullhusen
aus New York

Göttingen 1975

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

D7

Referent : Prof. Dr. M. Schumacher

Korreferent : Prof. Dr. A. Flammersfeld

Tag der mündlichen Prüfung : 29. 4. 1975

Inhaltsverzeichnis

	Seite
0. Einleitung	2
1. Theorie	
1.1 Impulsapproximation	4
1.2 Formfaktor-Rechnungen	7
2. Experimente	
2.1 γ-Quelle	18
2.2 Folien	2o
2.3 Streugeometrie	21
2.4 Halbleiterzähler	23
2.5 Messungen	26
2.6 Datenverarbeitung	27
2.7 Ergebnisse	31
2.8 Fehlerbetrachtung	36
3. Zusammenfassung	
Literatur	
Anhang	

0. Einleitung

Untersucht man die Energieverteilung unelastisch gestreuter γ-Quanten einheitlicher Primärenergie bei konstantem Streuwinkel (Compton-Streuung) , so läßt das gemessene Spektrum (Compton-Profil) Rückschlüsse auf die Impulsverteilung der Elektronen zu, an denen gestreut wurde. Aus solchen Messungen können zum Beispiel Aussagen über die Valenzelektronen-Konfiguration in einfachen Verbindungen gewonnen (siehe z.B. O. Terasaki et al. 1972[1] , R.J. Weiss 1973 [2]) oder Anisotropien der Impulsverteilung der Valenzelektronen in Einkristallen bestimmt werden; solche Messungen sind z.B. an Be [3] , Diamant, Si und Ge [4] -Einkristallen durchgeführt worden. Die Beiträge der inneren Schalen zum gesamten Spektrum müssen aus theoretischen Modellen berechnet werden. Wegen des konkurrierenden Photoeffektes sind Streuexperimente mit Röntgenstrahlen auf Elemente niedriger Kernladungszahl beschränkt. In diesem Bereich können die Compton-Profile mit Hilfe der Impulsapproximation berechnet werden, in der die Bindung des Elektrons im Atom vernachlässigt wird. Die Verwendung gut auflösender Halbleiterzähler erlaubt es, mit hochenergetischen γ-Strahlen auch Elemente höherer Kernladungszahl zu untersuchen, in denen die Bindung des Elektrons in den inneren Schalen von entscheidender Bedeutung ist.
In der vorliegenden Arbeit wird die Compton-Streuung von 279 KeV γ-Strahlen an polykristallinen Cu- , Sn- und Pb- Folien untersucht. Die Meßergebnisse werden mit nichtrelativistischen Formfaktor-Rechnungen von M. Schumacher, F. Smend und I. Borchert[5] verglichen, die für die Beiträge der K, L und M -Schalen zum gesamten Profil durchgeführt wurden.
Die Formfaktor-Rechnungen stellen eine Näherung dar, über deren Genauigkeit im Falle der Compton-Streuung wenig bekannt ist, da bisher nur für die K-Elektronen von Pb und nur für die Energie $\hbar\omega_0 = 662$ KeV exakte Rechnungen nach der Störungs-

rechnung zweiter Ordnung ausgeführt worden sind [6] . Für den Vergleich mit dem Experiment besteht ein großes Interesse an der Kenntnis der Genauigkeit der Formfaktor-Rechnungen, da sie numerisch sehr viel einfacher sind und sich mit erträglichem Aufwand an Computer-Zeit auch für höhere Schalen ausführen lassen.

Eine gute Kenntnis der Gültigkeit der Formfaktor-Näherung liegt im Falle der elastischen (Rayleigh-) Streuung von γ-Strahlen vor. Dieser Streuprozeß ist analog zur Compton-Streuung, beide Streuprozesse unterscheiden sich nur im Endzustand des streuenden Elektrons. Die elastische Streuung wurde für Energien zwischen 145 KeV und 1.332 MeV und Kernladungszahlen zwischen Z=3o (Zn) und Z=82 (Pb) ausführlich untersucht [7-9] . Der Vergleich mit theoretisch berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitten zeigte bei einer Energie von 279 KeV im Mittel Übereinstimmung innerhalb von etwa ± 1o % . Ferner zeigten Rechnungen, die für die K-Elektronen des Hg (Z=8o) nach der Störungsrechnung zweiter Ordnung ausgeführt wurden [1o-13] für eine Energie von 279 KeV und Streuwinkel bis $\vartheta = 135^{o}$ Übereinstimmung innerhalb etwa ± 1o % mit den Ergebnissen der Formfaktor-Näherung.

Ausgehend von diesen Kenntnissen über die Gültigkeit der Formfaktor-Näherung bei der elastischen Streuung sollten in dieser Arbeit Informationen über die Gültigkeit dieser Näherung im Falle der Compton-Streuung gewonnen werden.

1. Theorie

1.1 Impulsapproximation

Die Energieverschiebung im Spektrum unelastisch gestreuter Röntgenstrahlen wurde erstmals 1923 von A.H. Compton [14] beschrieben und mit Hilfe einer klassischen Theorie erklärt : wird ein Photon der Wellenlänge λ_o unter einem Winkel ϑ an einem freien, ruhenden Elektron gestreut, so überträgt es an das Elektron einen Teil seines Impulses und hat nach dem Stoß die Wellenlänge λ'

$$\lambda' = \lambda_o + \frac{h}{m_o c} (1-\cos\vartheta) \qquad (1.1)$$

h : Planck'sche Konstante
m_o : Ruhemasse des Elektrons
c : Lichtgeschwindigkeit

Führt man die Kreisfrequenzen $\omega_o = 2\pi c/\lambda_o$ und $\omega' = 2\pi c/\lambda'$ ein, so folgt aus (1.1) für die Energie $\hbar\omega'$ des gestreuten Photons

$$\hbar\omega' = \frac{\hbar\omega_o}{1 + \frac{\hbar\omega_o}{m_o c^2}(1-\cos\vartheta)} \qquad (1.2)$$

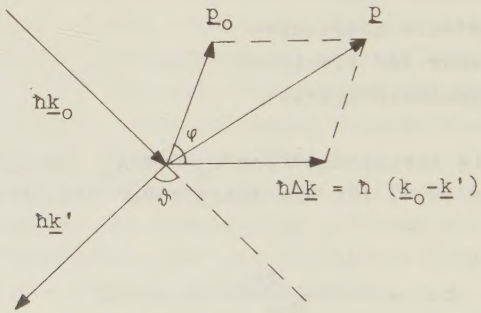
$\hbar = h/2\pi$

Läßt man für das Elektron vor dem Stoß einen Impuls p_o zu, so erhält man eine Doppler-Verschiebung der Wellenlänge des rückgestreuten Photons, die von der Komponente von p_o in Richtung des vom Photon übertragenen Impulses abhängig ist.

J.W.M. Du Mond[15] berechnete die Wellenlängen-Änderung aus den Energie- und Impuls-Erhaltungssätzen und erhielt für die Wellenlänge des gestreuten Photons

$$\lambda' = \lambda_o + \Delta\lambda + 2\lambda_o \frac{p_o \cos(\varphi)}{m_o c} \sin\frac{\vartheta}{2} \sqrt{1 + \frac{\Delta\lambda}{\lambda_o} + \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda_o}\right)^2 \frac{1}{4\sin^2\frac{\vartheta}{2}}} \qquad (1.3)$$

$\Delta\lambda = \frac{h}{m_o c}(1-\cos\vartheta)$ ist die Wellenlängen-Verschiebung bei Streuung an einem ruhenden Elektron. $p_o\cos(\varphi)$ ist die Impulskomponente des Elektrons vor dem Stoß in Richtung des Impulsübertrages. Zur Verdeutlichung dient Fig.1 , die Impulse des Photons vor- bzw. nach dem Stoß werden durch die Vektoren $\hbar\underline{k}_o$ bzw. $\hbar\underline{k}'$ dargestellt. ($|\underline{k}_o| = \omega_o/c$, $|\underline{k}'| = \omega'/c$) .



$\hbar\underline{k}_o$, $\underline{p}_o$: Photon- und Elektron-Impulse vor dem Stoß
$\hbar\underline{k}'$, $\underline{p}$: Photon- und Elektron-Impulse nach dem Stoß
$\hbar\Delta\underline{k}$: Impulsübertrag an das Elektron

Fig.1 : Streuung an einem freien, bewegten Elektron

Die Wellenlängen-Verschiebung hängt nur von der Impulskomponente

$$-q = \frac{\underline{p}_o \cdot \Delta\underline{k}}{|\Delta\underline{k}|} = p_o\cos(\varphi)$$

des Elektrons in Richtung des Impulsübertrages ab. Daher ist es üblich, das gemessene Spektrum $J(\lambda')$ in ein Spektrum $J(q)$ umzurechnen und die Gesamtfläche auf 1 zu normieren. Das so erhaltene, normierte Spektrum $J(q)$ nennt man das Compton-Profil.

Bei Messungen an polykristallinen Substanzen, wie sie in der vorliegenden Arbeit verwendet werden, sind die Elektronenimpulse isotrop im Raum verteilt. Alle Elektronen gleichen Impulsbetrages tragen dann zu einer rechteckförmigen Verbreiterung der Linie bei [15], symmetrisch um die durch Gleichung (1.1) gegebene Wellenlänge. Das gesamte Profil erhält man aus der Kenntnis der Häufigkeitsverteilung der Impulse. Nennt man $I(p)dp$ die Wahrscheinlichkeit, daß das Elektron vor dem Stoß einen Impuls des Betrages p im Intervall $(p,p+dp)$ hat, so läßt sich eine einfache Beziehung zwischen der Impulsverteilung $I(p)$ und dem Compton-Profil $J(q)$ angeben, die in der hier angegebenen Form auf W.E. Duncanson und C.A. Coulson [16] zurückgeht :

$$J(q) = 1/2 \int_{|q|}^{\infty} \frac{I(p)}{p}\, dp \qquad (1.4)$$

Kennt man die Wellenfunktion $\psi(\underline{r})$ des Elektrons, so läßt sich die Impulsverteilung über die Fourier-Transformierte $\chi(\underline{p})$ berechnen :

$$\chi(\underline{p}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \psi(\underline{r}) \exp(-i\underline{p}\cdot\underline{r})\, d^3r$$

$$I(p) = \int \left|\chi(\underline{p})\right|^2 p^2\, d\Omega_p \qquad (1.5)$$

$d\Omega_p$ bezeichnet ein Raumwinkel-Element um die Richtung von $\underline{p}$.

Eine detaillierte Herleitung der Impulsapproximation findet man bei P. Eisenberger und M. Platzman [17] . Zur Umrechnung von differentiellen Wirkungsquerschnitten in Compton-Profile siehe z.B. P. Eisenberger und W. A. Reed [18] .
Wesentliche Voraussetzung für die Gültigkeit der Impulsapproximation (1.4) ist die Vernachlässigung der Bindung des Elektrons an den Atomkern, so daß beim Aufstellen der Impulsbilanz ein an das gesamte Atom übertragener Impuls nicht berücksichtigt zu werden braucht. Daher wird die Impulsapproximation immer dann eine gute Näherung sein, wenn an sehr schwach gebundenen Elektronen gestreut wird, oder der beim Stoß übertragene Impuls groß gegen den Impuls des Elektrons vor dem Stoß ist.

1.2 Formfaktor-Rechnungen

Treffen auf ein Target j_o γ-Quanten pro cm^2 und sec ein, so werden $\underline{j}\cdot d\underline{f}$ gestreute Quanten pro sec durch das Flächenelement df hindurchtreten. Der gestreute Teilchenstrom $\underline{j}\cdot d\underline{f}$ ist eine Funktion der einfallenden Teilchenstromdichte j_o und man definiert als differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$d\sigma = \frac{\underline{j}\cdot d\underline{f}}{j_o} = \frac{j\, r^2}{j_o}\, d\Omega \qquad (1.6)$$

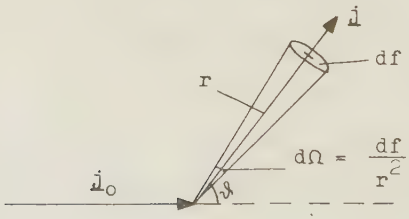


Fig.2 : Definition des differentiellen Wirkungsquerschnittes

Kennt man die Wahrscheinlichkeit w_{if} , daß bei einem einfallenden Teilchenstrom $j_o = 1\ cm^{-2} sec^{-1}$ pro Sekunde ein solcher Streuvorgang erfolgt, so ergibt sich daraus der differentielle Wirkungsquerschnitt

$$d\sigma = \frac{L^3}{c}\ w_{if} \tag{1.7}$$

worin $L^3 = 1\ cm^3$ das Quantisierungsvolumen bedeutet.

Die Streuung eines Photons an einem Elektron wird quantenmechanisch in Form einer Störungsrechnung zweiter Ordnung behandelt [19] : im Anfangszustand ψ_i liegen Photon und Elektron vor, die gesamte Energie beträgt $E_o = E_i + \hbar\omega_o$; E_i : Energie des Elektrons vor der Streuung. Dann wird das einlaufende Photon absorbiert, im Zwischenzustand ψ_t beträgt die gesamte Energie $E_1 = E_t$; E_t : Energie des Elektrons im Zwischenzustand. Anschließend wird das auslaufende Photon emittiert, im Endzustand ψ_f beträgt die gesamte Energie $E = E_f + \hbar\omega'$; E_f : Energie des Elektrons im Endzustand. Im Sinne der Störungsrechnung trägt auch der zeitlich umgekehrte Ablauf zur Übergangswahrscheinlichkeit bei : zunächst wird das auslaufende Photon emittiert und im Zwischenzustand beträgt die gesamte Energie $E_2 = E_t + \hbar\omega_o + \hbar\omega'$. Anschließend wird das einlaufende Photon absorbiert.
Seien H_{i1} , H_{1f} , H_{i2} , H_{2f} die Matrixelemente für die Übergänge $\psi_i \longrightarrow \psi_t$ und $\psi_t \longrightarrow \psi_f$ in den beiden zu betrachtenden Anteilen. Dann liefert die "goldene Regel" die Übergangswahrscheinlichkeiten w_{if} pro Sekunde vom Zustand ψ_i in den Endzustand ψ_f :

$$w_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \sum \left(\frac{H_{1f}\, H_{i1}}{E_o - E_1} + \frac{H_{2f}\, H_{i2}}{E_o - E_2} \right) \right|^2 \varrho_f \tag{1.8}$$

ρ_f gibt die Dichte der bei vorgegebenen ψ_i und ψ_f erreichbaren Endzustände an, d.h. die Anzahl der erreichbaren Endzustände pro Energie-Intervall. Zu summieren ist über alle möglichen Zwischenzustände.
Geht ein Zustand ψ_a durch Absorption oder Emission eines Photons in den Zustand ψ_b über, so lautet das Matrixelement für diesen Übergang [19] :

$$H_{ab} = -e \sqrt{\frac{2\pi\hbar c}{L^3 k}} \left\langle \psi_b \left| (\underline{\alpha} \cdot \underline{\varepsilon}) \exp(\mp i\underline{k} \cdot \underline{r}) \right| \psi_a \right\rangle \qquad (1.9)$$

$\underline{k}$: Wellenzahlvektor des Photons, $\underline{\varepsilon}$: Polarisationsvektor
$\underline{\alpha} = (\alpha_x, \alpha_y, \alpha_z)$ enthält die drei α-Matrizen der Dirac-Gleichung
e : Elementarladung

Bei Emission hat der Exponent negatives Vorzeichen, bei Absorption ist er positiv.
Die Dichte ρ_f der Endzustände in Gleichung (1.8) ist gegeben durch

$$\rho_f = \frac{(k')^2 \, d\Omega}{(2\pi)^3 \hbar c} L^3 \qquad (1.10)$$

$\underline{k}'$: Wellenzahlvektor des gestreuten Photons
$d\Omega$: Raumwinkelelement um die Richtung von $\underline{k}'$

Aus den Gleichungen (1.7)-(1.10) erhält man den differentiellen Wirkungsquerschnitt, wie bei J. Randles [20] angegeben :

$$d\sigma = r_o^2 \frac{k'}{k_o} \left| \sum_t \left\{ \frac{\left\langle \psi_f \left| (\underline{\alpha} \cdot \underline{\varepsilon}') \exp(-i\underline{k}' \cdot \underline{r}) \right| \psi_t \right\rangle \left\langle \psi_t \left| (\underline{\alpha} \cdot \underline{\varepsilon}_o) \exp(i\underline{k}_o \cdot \underline{r}) \right| \psi_i \right\rangle}{(E_t - (E_i + \hbar\omega_o)) / m_o c^2} \right.\right.$$

$$\left.\left. + \frac{\left\langle \psi_f \left| (\underline{\alpha} \cdot \underline{\varepsilon}_o) \exp(i\underline{k}_o \cdot \underline{r}) \right| \psi_t \right\rangle \left\langle \psi_t \left| (\underline{\alpha} \cdot \underline{\varepsilon}') \exp(-i\underline{k}' \cdot \underline{r}) \right| \psi_i \right\rangle}{(E_t - (E_i - \hbar\omega')) / m_o c^2} \right\} \right|^2 d\Omega \qquad (1.11)$$

In Gleichung (1.11) ist $r_o = \frac{e^2}{m_o c^2}$ der klassische Elektronenradius, die Vektoren $\underline{\varepsilon}_o$, $\underline{\varepsilon}'$ sind die Polarisationsvektoren des einlaufenden und des gestreuten Photons. Die Summe erstreckt sich über alle Zwischenzustände.
J. Randles gibt in Anlehnung an W. Franz [21,22] die folgende Näherung für den differentiellen Wirkungsquerschnitt an [2o] :

$$d\sigma = r_o^2 \frac{k'}{k_o} \left| (\underline{\varepsilon}_o \cdot \underline{\varepsilon}') \int \psi_f^*(\underline{r}) \exp(i\Delta\underline{k}\cdot\underline{r}) \psi_i(\underline{r}) \, d^3r \right|^2 d\Omega \qquad (1.12)$$

mit $\Delta\underline{k} := \underline{k}_o - \underline{k}'$

Gleichung (1.12) entspricht formal der Formfaktor-Näherung bei der Behandlung der elastischen Streuung. Die entsprechenden Formeln bei der elastischen Streuung gehen aus (1.11) und (1.12) hervor, wenn man Anfangszustand ψ_i und Endzustand ψ_f gleichsetzt. Nach Rechnungen von G. E. Brown et al.[1o] stimmen die Ergebnisse der Formfaktor-Näherung bei der hier benutzten Energie bis auf wenige Prozent mit den Ergebnissen der Störungsrechnung zweiter Ordnung überein. Ein Ziel dieser Arbeit war es deshalb, für den Fall der unelastischen Streuung Informationen über die Gültigkeit dieser Näherung zu gewinnen.

Die Polarisation der γ-Quanten wird in diesem Experiment nicht untersucht. Deshalb ist in (1.12) im Mittel

$$(\underline{\varepsilon}_o \cdot \underline{\varepsilon}')^2 = \frac{1 + \cos^2\vartheta}{2} \qquad (1.13)$$

Gemessen werden soll das Spektrum der auslaufenden Photonen, das ist die Anzahl der γ-Quanten, die im Endzustand die Frequenz ω' im Intervall (ω', $\omega'+d\omega'$) haben .

Im folgenden soll das relativistische Einheitensystem $\hbar = m_o = c = 1$ verwendet werden. k_o und k' sind dann auch die Energien des Photons vor- bzw. nach der Streuung, in Einheiten von $m_o c^2$. Ist b die Bindungsenergie des Elektrons in Einheiten von $m_o c^2$ $(b > o)$, $\underline{p}$ der Impuls des Elektrons nach dem Stoß in Einheiten von $m_o c$, so lautet der Energieerhaltungssatz für Anfangs- und Endzustand

$$k_o + 1 - b = k' + \sqrt{p^2 + 1} \qquad (1.14)$$

Damit ist k' eindeutig mit dem Betrag p des Elektronenimpulses nach der Streuung verknüpft und es ist der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt zu berechnen, der von der Anzahl der Endzustände abhängt, die ein Elektron mit dem Impulsbetrag p im Intervall (p,p+dp) hinterlassen, integriert über alle Raumrichtungen von $\underline{p}$.
Nach M. Schumacher und Mitarbeitern wird Gleichung (1.12) dann zu [5] :

$$d^2\sigma = \frac{r_o^2}{2} \; (1+\cos^2\vartheta) \; \frac{k'}{k_o} \; \frac{p^2 \, dp}{(2\pi)^3} \; d\Omega \left| M(\underline{p}) \right|^2 \; d\Omega_p \qquad (1.15)$$

mit dem Matrixelement $M(\underline{p}) = \int \psi_f^*(\underline{r}) \exp(i\Delta\underline{k}\cdot\underline{r}) \, \psi_i(\underline{r}) \, d^3r$.
$d\Omega_p$ beschreibt ein Raumwinkelelement um die Richtung von $\underline{p}$.
Aus dem Energiesatz (1.14) erhält man für die Umrechnung von Impulsintervallen dp in Energieintervalle dk'

$$\left| \frac{dp}{dk'} \right| = \frac{\sqrt{p^2+1}}{p} \qquad (1.16)$$

Im Matrixelement $M(\underline{p})$ werden für die Wellenfunktionen $\psi_i(\underline{r})$ im Anfangszustand in der Arbeit von M. Schumacher et al. nichtrelativistische Wellenfunktionen für ein Coulomb-Potential eingesetzt :

$$\psi_i(\underline{r}) = \psi_{nlm}(\underline{r}) = R_{nl}(r) \, Y_{lm}(\Theta, \phi)$$

und die Beiträge aller (2l+1) Elektronen einer (n,l)-Unterschale aufaddiert. Die endgültige Formel für den zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitt aus (1.15) lautet dann

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dk'} = \frac{r_o^2}{2}\,(1+\cos^2\vartheta)\,\frac{k'}{k_o}\,\frac{p\sqrt{p^2+1}}{(2\pi)^3}\,2\sum_{m=-l}^{+l}\int\left|M_m(\underline{p})\right|^2 d\Omega_p \qquad (1.17)$$

mit dem Matrixelement

$$M_m(\underline{p}) = \int \psi_f^*(\underline{r})\,\exp(i\Delta\underline{k}\cdot\underline{r})\,\psi_{nlm}(\underline{r})\,d^3r \qquad (1.18)$$

Die zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden für den im Experiment vorliegenden Streuprozeß von 279 KeV γ-Quanten unter einem Winkel von $\vartheta = 135^o$ an Cu und Pb berechnet. Für die in (1.18) eingehenden Endzustände wurden zwei verschiedene Näherungen angenommen :

1.) Eine Reihenentwicklung

$$\psi_f(\underline{r}) = \sum_{l'=0}^{\infty} f_{l'}(r)\,P_{l'}(\cos\Theta) \qquad (1.19)$$

$\underline{r} = (r, \Theta, \phi)$: Polarkoordinaten des Elektrons
$f_{l'}(r)$: radiale Coulomb-Wellenfunktionen
$P_{l'}(\cos\Theta)$: Legendre-Polynome

lieferte die Ergebnisse,die im folgenden als "Coulomb-Wellen Näherung" bezeichnet werden.

2.) In der zweiten Näherung wurde das auslaufende Elektron als ebene Welle behandelt : $\psi_f(\underline{r}) = \exp(i\underline{p}\cdot\underline{r})$.

Dann wird das Matrixelement (1.18) zu

$$M_m(\underline{p}) = \int \psi_{nlm}(\underline{r}) \exp(-i(\underline{p}-\Delta\underline{k})\cdot\underline{r})\, d^3r = (2\pi)^{3/2}\, \chi_{nlm}(\underline{p}_1) \quad (1.2o)$$

wobei $\chi_{nlm}(\underline{p}_1)$ die Fourier-Transformierte von $\psi_{nlm}(\underline{r})$ ist.

$\underline{p}_1 := \underline{p} - \Delta\underline{k}$

Dies lieferte die zweiten Ergebnisse, die als "Ebene-Wellen Näherung" bezeichnet werden.

Vernachlässigt man zusätzlich die Bindung des Elektrons gegen die beim Streuprozeß übertragene Energie, so kann $\underline{p}_1=\underline{p}-\Delta\underline{k}$ als Impuls des Elektrons im Anfangszustand aufgefaßt werden. Mit der Beziehung $-q = (\underline{p}_1\cdot\Delta\underline{k})/|\Delta\underline{k}|$ und mit der Näherung großen Impulsübertrages $\Delta k \approx p \gg p_1$ führt Gleichung (1.2o) zusammen mit (1.17) zur Impulsapproximation, Gleichungen (1.4) und (1.5) .

Fig.3 und Fig.5 zeigen die Ergebnisse für Streuung an Cu und Pb , sie wurden der Arbeit von M. Schumacher et al.[5] entnommen. Fig.4 zeigt die Ergebnisse für Streuung an Sn, sie wurden hier mit den gleichen numerischen Programmen berechnet. Aufgetragen sind in den Fig.3-5 die aufaddierten Beiträge der K- , K+L- und K+L+M- Schalen, für die beiden angegebenen Näherungen. Hervorzuheben ist, daß die Coulomb-Wellen Näherung scharfe Kanten an den Stellen im Spektrum aufweist, wo die übertragene Energie nicht ausreichte, die Elektronen aus ihrer Schale zu entfernen. Es sind dies die Energien $k'=k_o-b$. In der Ebenen-Wellen Näherung sind die Beiträge zum Gesamtprofil an diesen Stellen bereits so klein, daß diese Bindungseffekte nicht zum Vorschein kamen. Gute Übereinstimmung besteht im Maximum des Profils. Dies Maximum liegt etwa bei der Energie eines an einem freien Elektron gestreuten Photons (mit "free electron" beschrifteter Pfeil) .

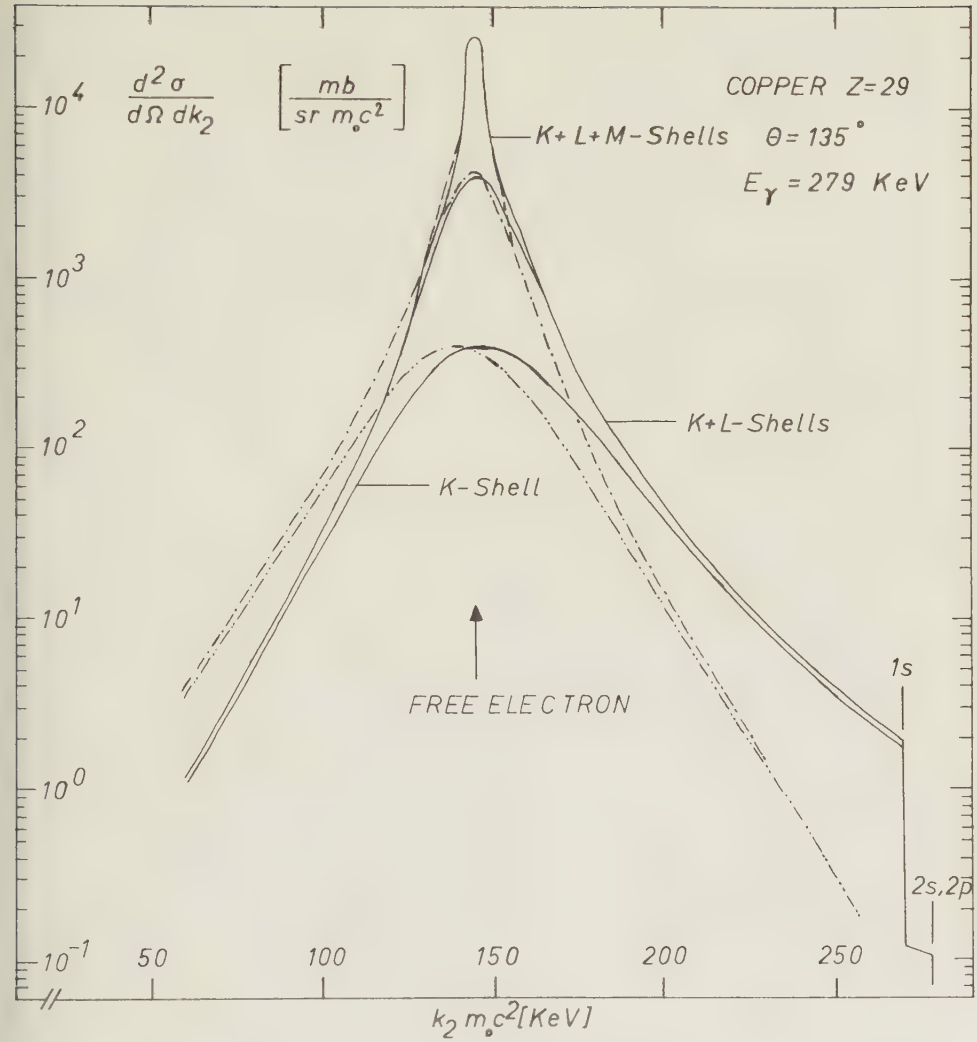


Fig.3 : Von M. Schumacher et al.[5] berechnete differentielle Wirkungsquerschnitte für Compton-Streuung an Cu nach der Ebenen-Wellen Näherung, Gl. (1.17),(1.20) (durchbrochene Kurven) und nach der Coulomb-Wellen Näherung, Gl. (1.17),(1.19) (durchgezogene Kurven)

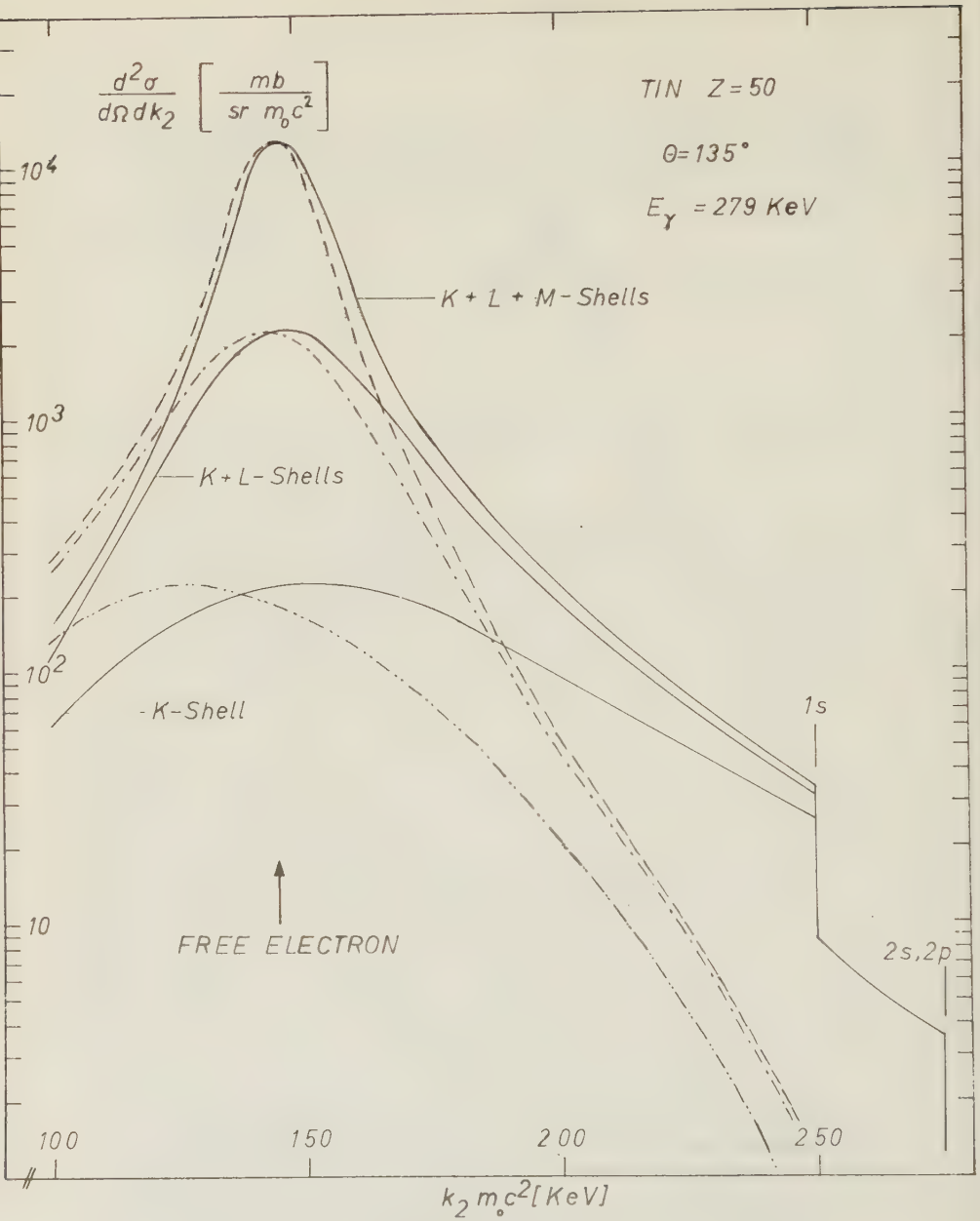


Fig. 4 : berechnete differentielle Wirkungsquerschnitte für Compton-Streuung an Sn nach der Ebenen-Wellen Näherung, Gl. (1.17),(1.20) (durchbrochene Kurven) und nach der Coulomb-Wellen Näherung, Gl. (1.17),(1.19) (durchgez. K.)

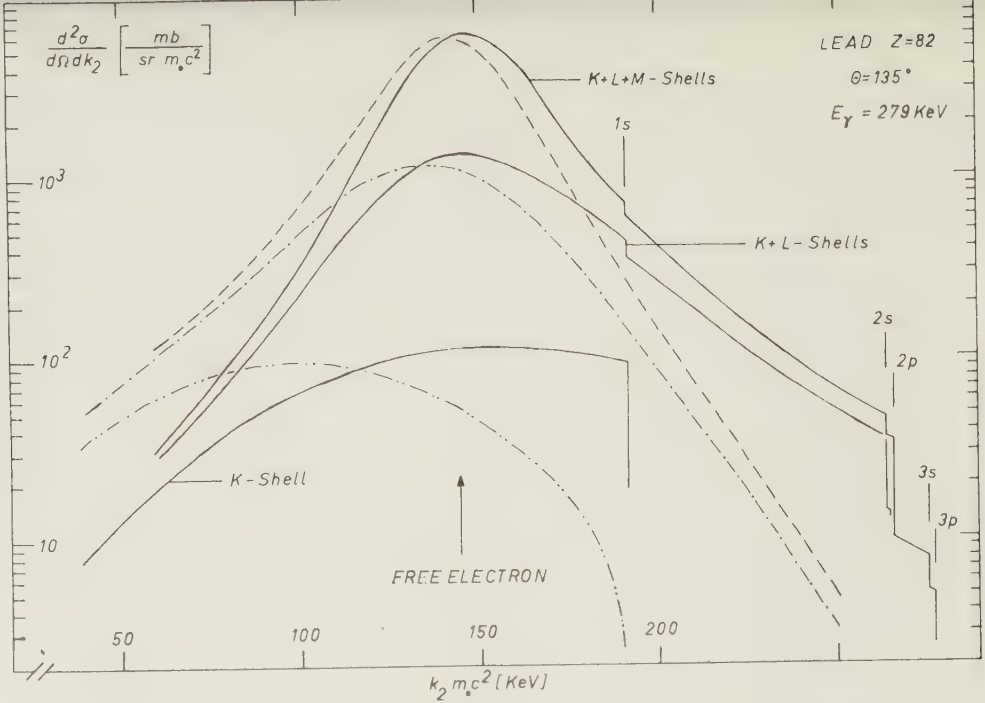


Fig. 5 : *Von M. Schumacher et al.[5] berechnete differentielle Wirkungsquerschnitte für Compton-Streuung an Pb nach der Ebenen-Wellen Näherung, Gl. (1.17), (1.20) (durchbrochene Kurven) und nach der Coulomb-Wellen Näherung, Gl. (1.17), (1.19) (durchgezogene Kurven)*

An Stellen, die zu großen Impulsen der Elektronen gehören, differieren die Ergebnisse bis zu einem Faktor der Größenordnung 1o . Mit zunehmender Hauptquantenzahl beschränken sich die Beiträge der Elektronen zum Gesamtspektrum immer mehr auf das Maximum des Profils.
Die Rechnungen wurden nur für die ersten drei Schalen durchgeführt. Es ist jedoch zu erwarten, daß im Bereich der hohen Energien die nicht berücksichtigten Elektronenschalen nur einen sehr geringen Beitrag zum doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt liefern, so daß dort die theoretischen Kurven direkt mit den gemessenen Spektren verglichen werden können.

2. Experimente

2.1 γ-Quelle

Untersucht wurde die Streuung von 279 KeV γ-Strahlen. Als radioaktives Präparat diente HgO , das im Reaktor[+)] mit thermischen Neutronen bestrahlt wurde.
Im natürlichen Gemisch besteht Hg im wesentlichen aus den in Tabelle 1 angegebenen Isotopen (1. Spalte : Massenzahl). Angegeben sind ferner die Häufigkeit im natürlichen Vorkommen, Einfangsquerschnitt σ für thermische Neutronen, Reaktionsprodukte nach (n,γ)-Prozeß (Massenzahl A') und deren Halbwertzeit.

Tabelle 1

Reaktionsprodukte nach Bestrahlung von Hg im natürlichen Isotopengemisch mit thermischen Neutronen [23)]. A,A':Massenzahlen

A	Atom %	σ(barn)	A'	$T_{1/2}$
196	o.146	12o ± 15	197m	24 h
196	o.146	3ooo ± 1oo	197	65 h
198	1o.o2	o.o2 ± o.o1	199m	43 min
199	16.84	2ooo ± 1ooo	2oo	stabil
2oo	23.13	< 6o	2o1	stabil
2o1	13.22	< 6o	2o2	stabil
2o2	29.8o	4.9 ± o.2	2o3	46.57 ± o.o3 d
2o4	6.85	o.43 ± o.1	2o5	5.5 min

[+)] FR2 , Gesellschaft für Kernforschung m.b.H. Karlsruhe

Bei der Bestrahlung entstehen vornehmlich die Isotope Hg^{197}, Hg^{197m}, Hg^{203} und stabile Kerne, nach genügend langer Abklingzeit liegt als radioaktiver Strahler allein Hg^{203} vor. Das Zerfallsschema des Hg^{203} zeigt Fig.6 .

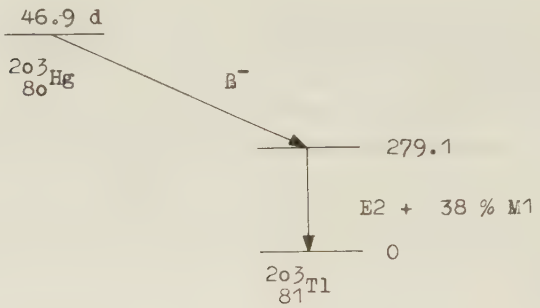


Fig.6 Zerfallsschema des Hg^{203} nach C.M. Lederer, J.M. Hollander und I. Perlman [24)]

Die Quelle bestand aus einer Quarzampulle (Innendurchmesser 6 mm , Länge 4 cm) , in die 875 mg HgO eingewogen wurden. Um eine möglichst kompakte Quelle zu erreichen, wurde das Pulver vorher auf etwa doppelte Dichte gepreßt. Das ergab eine Quellen-Höhe von 6.5 mm .
Bestrahlt wurde die Quelle 42 d bei einem Neutronenfluß von $9.1o^{13}$ n/cm^2sec , die anschließende Abklingzeit betrug 24 d . Danach betrug die Quellenstärke 1.3 Ci ± 2o % . Nachdem die Quelle für ein anderes Experiment verwendet worden war, betrug ihre Intensität zum Beginn der vorliegenden Messungen noch etwa 5oo mCi .

2.2 Folien

In der Arbeit sollte die Streuung an stark gebundenen Elektronen untersucht werden. Ausgewählt wurden die Elemente Cu (Z=29) , Sn (Z=5o) und Pb (Z=82) . Um die Absorption der γ-Strahlen in den Streuern klein zu halten, wurden aus den Metallen dünne Folien hergestellt, deren Daten Tabelle 2 angibt. Angegeben sind die Kernladungszahl Z , Masse m der Folien, Foliendicke d und Anzahl der Atome N_{At} . Die Folienflächen betrugen in allen Fällen etwa $5x1o\ cm^2$.

Tabelle 2

Metallfolien, an denen gestreut wurde. Angegeben: Kernladungszahl Z , Masse m , Foliendicke d und Anzahl der Atome N_{At}

Z	m(g)	$d(cm^2/g)$	N_{At}
29	4.3o32 ± 5	o.o848 ± 13	o.4o783 · $1o^{23}$ ± 5
29	21.9331 ± 5	o.44o9 ± 66	2.o7869 · $1o^{23}$ ± 5
29	45.7o98 ± 5	o.914 ± 14	4.33211 · $1o^{23}$ ± 5
29	63.o149 ± 5	1.267 ± 19	5.97218 · $1o^{23}$ ± 5
5o	3.6235 ± 5	o.o714 ± 11	o.18386 · $1o^{23}$ ± 3
5o	7.oo85 ± 5	o.14o9 ± 21	o.35562 · $1o^{23}$ ± 3
5o	21.6332 ± 5	o.4284 ± 64	1.o977o · $1o^{23}$ ± 3
5o	28.6417 ± 1o	o.5693 ± 85	1.45332 · $1o^{23}$ ± 6
82	3.561o ± 5	o.o782 ± 12	o.1o351 · $1o^{23}$ ± 1
82	6.o663 ± 5	o.12o1 ± 18	o.17633 · $1o^{23}$ ± 1
82	13.12o4 ± 5	o.2585 ± 39	o.38138 · $1o^{23}$ ± 1

2.3 Streugeometrie

In den wie angegeben berechneten Spektren (Fig.3-5) kann man bezüglich der Intensität zwei Bereiche unterscheiden :

1.) In der Nähe des Maximums sind große Zählraten zu erwarten, stark veränderlich mit der Energie der rückgestreuten Strahlung. Hier tragen hauptsächlich die schwach gebundenen, fast freien Elektronen zum Spektrum bei. Für die Energie der rückgestreuten Strahlung gilt dann Gleichung (1.2) , aus der die Abhängigkeit der Energie der rückgestreuten γ-Strahlen vom Streuwinkel berechnet werden kann. Sie betrug im vorliegenden Experiment

$$\frac{d\,(\hbar\omega')}{d\,\vartheta} = -\ 0.504\ \text{KeV / Grad}$$

Daher war im Bereich des Maximums ein scharf definierter Streuwinkel wichtig. Dies wurde erreicht durch große Abstände zwischen Folie und Quelle bzw. -Zähler und durch eine enge Schlitzblende, die den Raumwinkel des Zählers einschränkte. Weitere Blenden vor Quelle und Zähler sorgten dafür, daß der größte Teil des Raumuntergrundes abgeschirmt wurde (Streugeometrie I) .
Fig.7 zeigt den experimentellen Aufbau im ersten Teil der Messungen. Im oberen Teil ist die geometrische Anordnung von Quelle, Folie und Zähler zu erkennen. Ihre Mittelpunkte liegen auf einem Thales-Kreis.
Die Streuwinkel sind festgelegt durch die Startpunkte der γ-Quanten in der Quelle, deren Auftreffpunkte auf der Folie und die Endpunkte der gestreuten Quanten im Zähler. Im unteren Teil von Fig.7 ist die Häufigkeit, mit der die verschiedenen Streuwinkel auftreten, in willkürlichen Einheiten über dem Streuwinkel ϑ aufgetragen. Die Kurve wurde für 10^4 Streuprozesse mit gleichmäßig über Quelle, Folie und Zähler verteilten Auftreffpunkten berechnet, für die im oberen Teil angegebene Streugeometrie.

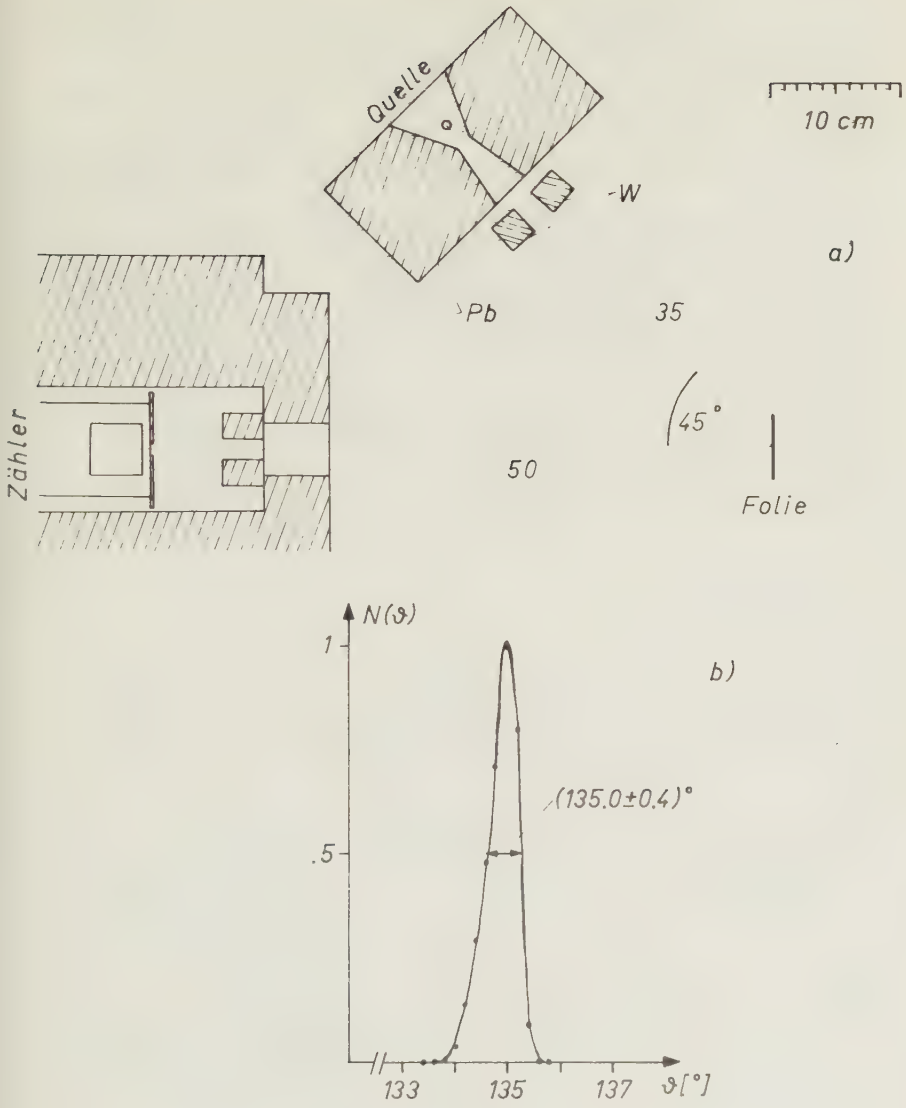
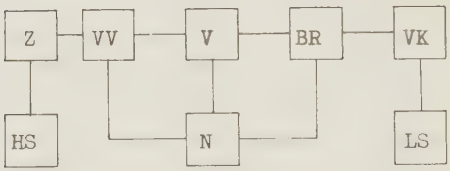


Fig.7 : Streugeometrie I
a) Experimenteller Aufbau
b) Häufigkeitsverteilung der auftretenden Streuwinkel, in willkürlichen Einheiten

2.) Im zweiten Bereich des Spektrums, dem Gebiet hoher rückgestreuter Energien, wurde eine kompaktere Geometrie verwendet (Streugeometrie II) , um genügend hohe Intensitäten und damit gute Zählstatistik zu erreichen. Ferner wurde der volle Raumwinkel des Zählers ausgenutzt. Zur Abschwächung der Zählraten bei niedrigen Energien diente ein o.5 mm dicker Cd-Absorber.
Fig.8 zeigt den geometrischen Aufbau und die Streuwinkel-Verteilung im zweiten Teil der Messungen.
Wegen des flachen Verlaufs der Kurven ist bei hohen Energien keine starke Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes vom Streuwinkel zu erwarten. Für eine Änderung des Streuwinkels um $\pm 2.3^{o}$ wurde bei einer Energie $\hbar\omega' = 24o$ KeV eine Änderung des differentiellen Wirkungsquerschnittes um ∓ 4.5 % (Cu) und ∓ 2.7 % (Sn) berechnet. (Beiträge der ersten beiden Schalen) .

2.4 Halbleiterzähler

Die gestreuten Quanten wurden mit einem 4o cm^3 Ge(Li)-Koaxialzähler[+)] registriert und in einem 4o96-Kanaldiskriminator gezählt. Die Zählanordnung zeigt Fig.9 .



Z Ge(Li) Zähler
HS Hochspannung +24oo V
VV Vorverstärker[++)]
V Hauptverstärker[o)]
BR Baselinerestorer[oo)]
N Netzgerät
VK Vielkanalanalysator
LS Lochstreifen-Stanzer

Fig.9 : Blockschaltbild der Elektronik

+) Ortec , Mod. Nr. 81o1-o821
++) Ortec , Mod. Nr. 12o
o) Tennelec TC 611
oo) Tennelec TC 2o2 BLR

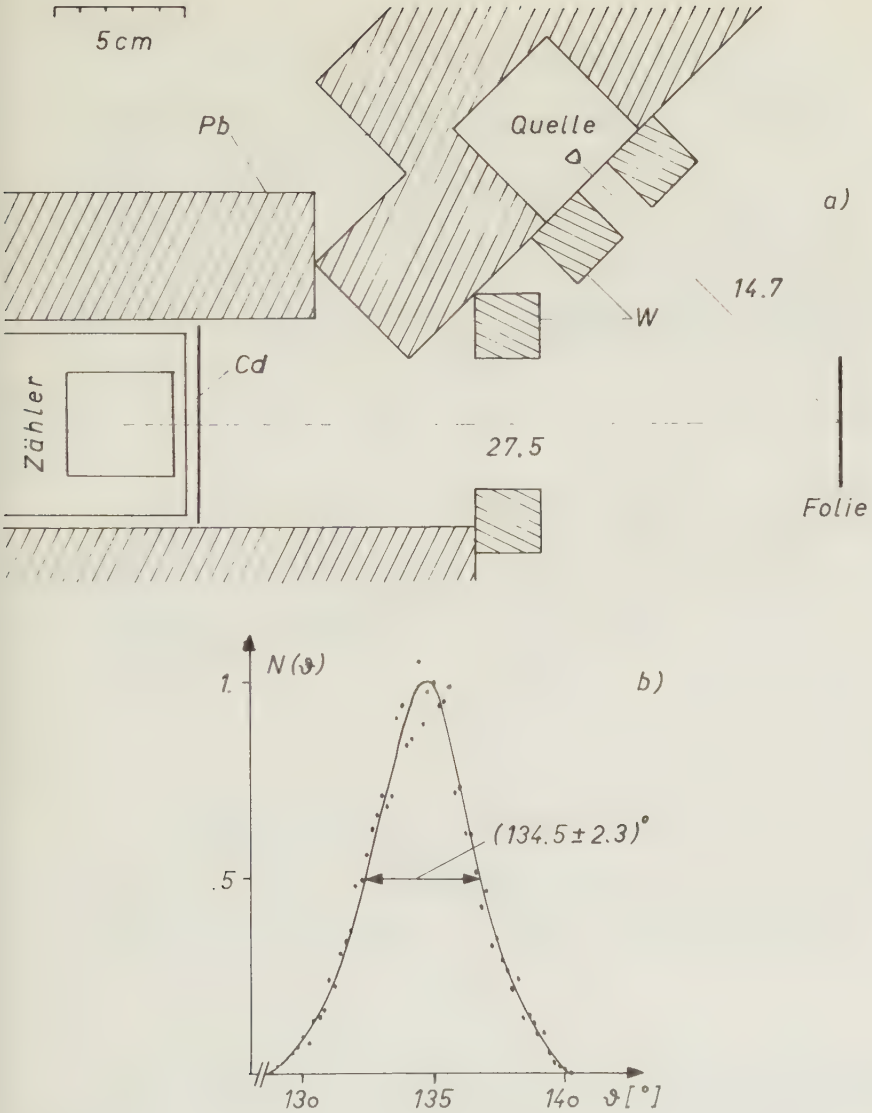


Fig. 8 : Streugeometrie II
a) Experimenteller Aufbau
b) Häufigkeitsverteilung der auftretenden Streuwinkel in willkürlichen Einheiten

Das Auflösungsvermögen des Zählers betrug ΔE_{FWHM} = 1.8 KeV bei der Primärenergie von E = 279 KeV .
Die relative Nachweiswahrscheinlichkeit des Zählers wurde mit Co^{57}- , Ta^{182}- und Eu^{152}- Eichpräparaten (s. Anhang) gemessen und auf die Nachweiswahrscheinlichkeit des Zählers ohne Blenden bei der Primärenergie normiert. In Fig.1o sind die so normierten relativen Nachweiswahrscheinlichkeiten für die beiden verwendeten Zähleranordnungen aufgetragen. Bei ihrer Bestimmung befanden sich die Eichpräparate am Ort der Folien, die Blendenanordnung blieb unverändert.

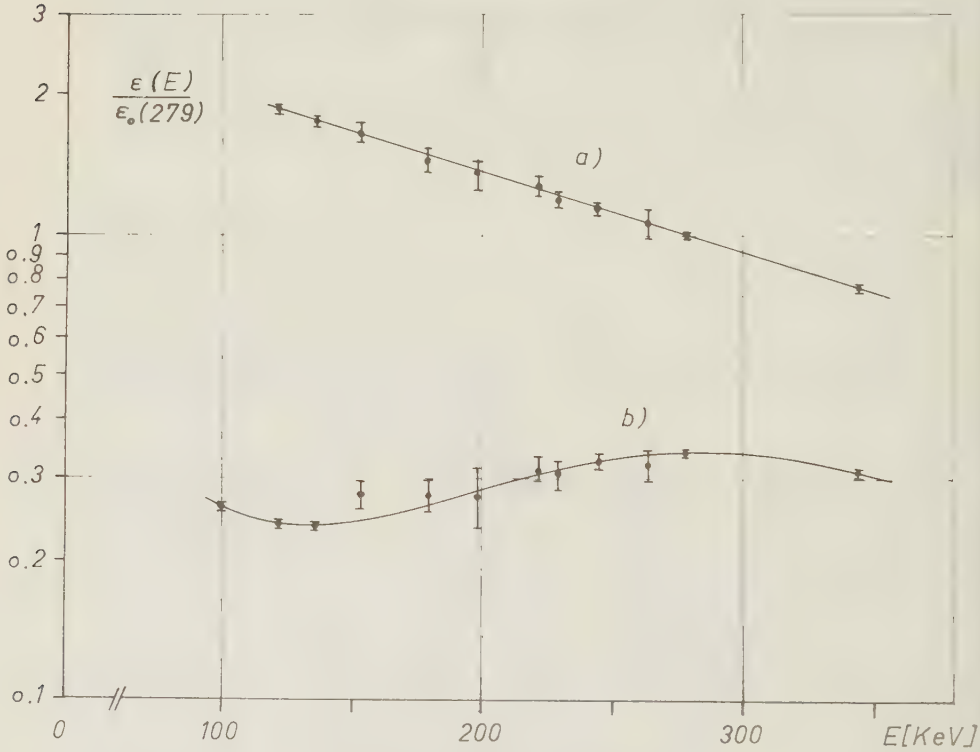


Fig.1o : Relative Nachweiswahrscheinlichkeit $\varepsilon(E)$, normiert auf die Nachweiswahrscheinlichkeit des Zählers ohne Blenden bei E=279 KeV
a) Streugeometrie II ohne Cd-Absorber
b) Streugeometrie I

2.5 Messungen

Aus Gleichung (1.6) folgt für die gestreute Teilchenstromdichte pro Streuzentrum

$$j = j_o \frac{d\sigma}{d\Omega} r^{-2} \qquad (2.1)$$

Im Experiment ist $r=r_2$ der Abstand zwischen dem effektiven Zentrum des Zählers und dem Streuzentrum. j ist gegeben durch die Gesamtzählrate I , die Zählerfläche F_z und die Nachweiswahrscheinlichkeit ε des Zählers :

$$I = \sum j \, F_z \cdot \varepsilon \cdot A_2 \qquad (2.2)$$

Zu summieren ist über alle Streuzentren der Folie, A_2 ist ein Korrekturterm, der Absorptionsverluste der gestreuten Strahlung in der Folie und auf dem Weg zwischen Folie und Zähler berücksichtigt. j_o wird bestimmt durch die Quellenstärke I_o und den Abstand r_1 zwischen Quelle und Streuer :

$$j_o = \frac{I_o}{4\pi} \cdot \frac{1}{r_1^2} \cdot A_1 \qquad (2.3)$$

A_1 : Korrekturterm, der Absorptionsverluste der Primärstrahlung auf dem Weg zwischen Quelle und Streuzentrum berücksichtigt.

Die Quellenstärke I_o wurde experimentell mit dem gleichen Ge(Li)-Zähler bestimmt. Im Abstand R wurde die Zählrate

$$N = \frac{I_o}{4\pi} \cdot \frac{F_z}{R^2} \cdot \varepsilon_o \cdot A_3$$

erhalten, mit ε_o: Nachweiswahrscheinlichkeit des Zählers ohne Blenden bei 279 KeV , A_3 korrigiert die Absorptionsverluste in Luft. In die Auswertung geht dann die experimentell

bestimmte Größe P ein :

$$P = \frac{I_o}{4\pi} F_z \varepsilon_o = \frac{N R^2}{A_3} \qquad (2.4)$$

Zum Zeitpunkt der Messung ist noch das Abklingen der Quelle zu berücksichtigen : $P \longrightarrow P \exp(-\lambda t)$ mit λ : Zerfallskonstante des Hg^{203} , t : Zeit zwischen Bestimmung der Quellenstärke und Streuexperiment.
Aus (2.1)-(2.4) erhält man für die gemessene Zählrate

$$I = \sum P \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_o} \frac{A_1 A_2}{r_1^2 r_2^2} = P \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{\varepsilon}{\varepsilon_o} N_{At} G \qquad (2.5)$$

mit dem "Geometriefaktor" $G = \frac{1}{N_{At}} \sum \frac{A_1 A_2}{r_1^2 r_2^2}$

Der Geometriefaktor G wurde berechnet , indem die Folien gleichmäßig in 10^3 Segmente aufgeteilt wurden, für die dann jeweils r_1 , r_2 , A_1 und A_2 bestimmt wurden.

2.6 Datenverarbeitung

Die Dauer einer Messung betrug jeweils einen Tag, anschließend wurde das im Vielkanalanalysator gespeicherte Spektrum auf Lochstreifen gestanzt und zur Weiterverarbeitung im Rechenzentrum+) auf Band überspielt. Nachdem die Spektren auf eventuell veränderte Verstärkung der Elektronik hin untersucht waren, wurden alle zu einer Folie und einer Streugeometrie gehörigen Messungen addiert.
Der Untergrund wurde getrennt ohne Folien im Strahlengang gemessen, im oberen Teil des Spektrums angepaßt (Energien größer 279 KeV) und kanalweise abgezogen.

+) UNIVAC 1108 der Gesellschaft für Wissenschaftliche Datenverarbeitung , Göttingen

Der Beitrag der elastisch rückgestreuten γ-Quanten wurde mit Hilfe des Spektrums einer Hg-Eichquelle abgezogen, dessen Linie an die Fläche der Rayleigh-Linie angepaßt wurde. Außerdem mußten Korrektionen aufgrund der Compton-Streuung im Zähler angebracht werden : ein monoenergetischer γ-Strahl wird im Zähler nicht ausschließlich als einzelne Linie registriert sondern erzeugt außerdem im niederenergetischen Bereich ein Kontinuum, das auf unelastischer Streuung im Germaniumkristall beruht. Für diese Compton-Korrektion wurden die Spektren zweier weiterer Eichpräparate aufgenommen : Ce^{141} (145.4 KeV) und In^{114m} (191.6 KeV) . Die Korrektionen wurden ausgeführt, indem die gemessenen Streuspektren in Einzelabschnitte der Breite einer Linie aufgeteilt wurden und die zugehörigen, aus den Eichspektren ermittelten niederenergetischen Anteile vom gemessenen Streuspektrum abgezogen wurden.

Die angebrachten Korrektionen erläutert Fig.11 am Beispiel der Messung an einer Sn-Folie und Streugeometrie II . Aufgetragen sind im halblogarithmischen Maßstab die Zählraten pro Kanal über der Kanalnummer. Die gesamte Meßzeit betrug $2.5 \cdot 10^5$ sec.

Beim Abziehen auftretende negative Werte wurden unterdrückt. Wegen der hohen Zählraten im Maximum des Spektrums werden die Fehler der Compton-Korrektion unterhalb des Maximums sehr groß, so daß nur die Umgebung des Maximums und der obere Teil des Spektrums ausgewertet werden kann.

In Gleichung (2.5) ist für I die Zählrate pro Kanal eizusetzen, entsprechend erhält man den zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma / d\Omega\, d\omega'$ nach Umrechnung der Kanäle in Energie-Einheiten.

Die relative Nachweiswahrscheinlichkeit des Zählers wurde durch ein Polynom nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate an die gemessenen Werte angepaßt, ebenso wurden die Geometrie-Faktoren für verschiedene Energien der gestreuten γ-Quanten berechnet und durch Polynome ausgedrückt. Dann konnte nach Gleichung (2.5) der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt kanalweise ausgerechnet werden.

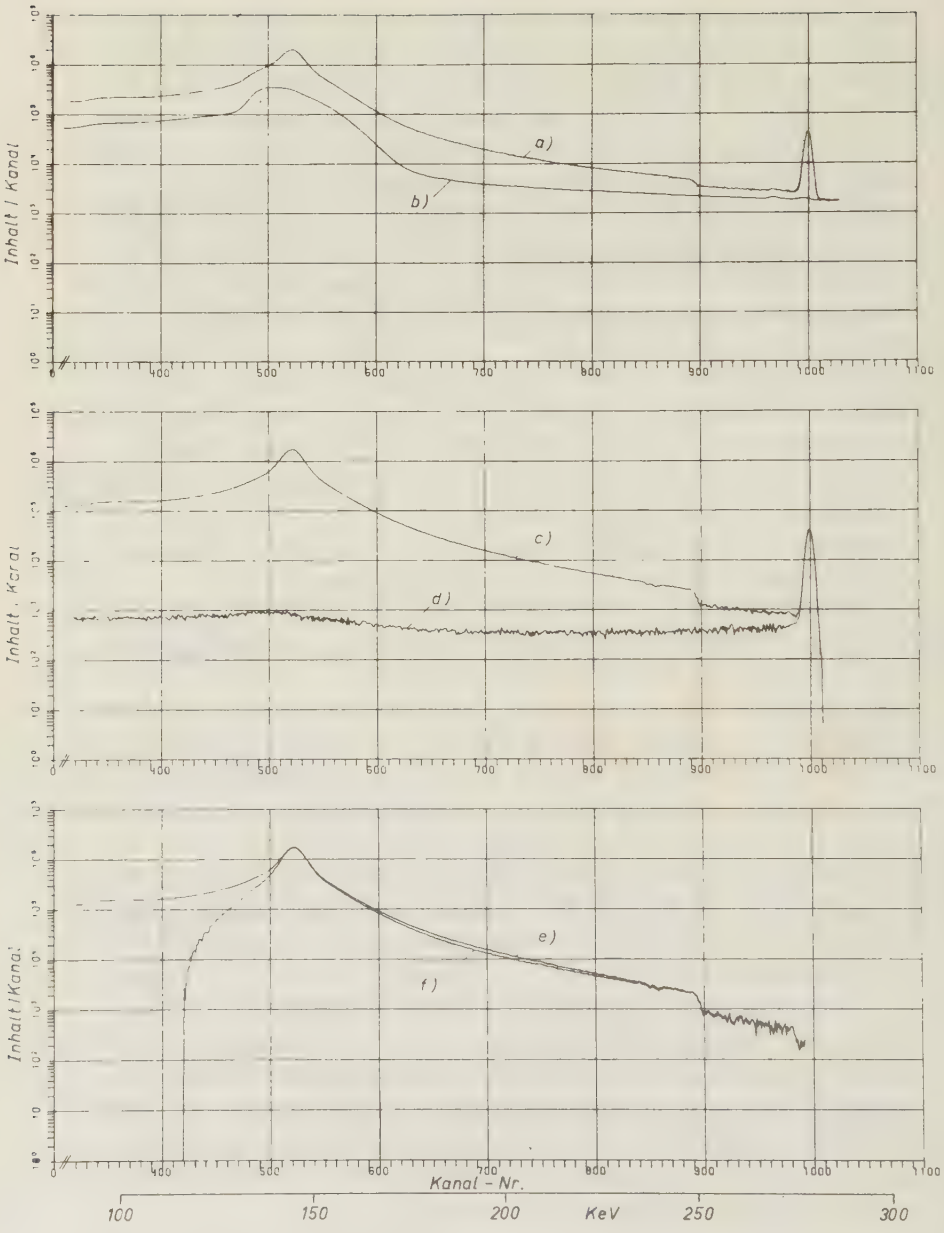


Fig. 11 : a) an einer Sn-Folie gemessenes Streuspektrum; $\hbar\omega_0 = 279$ KeV, $\vartheta = 135°$
b) angepaßter Untergrund; c) Untergrund abgezogen; d) angepaßtes direkt gemessenes Hg-Eichspektrum; e) Rayleigh-Spektrum abgezogen
f) Spektrum nach Compton-Korrektion

Die so ermittelten differentiellen Wirkungsquerschnitte enthalten noch folgende störende Beiträge :
1.) Die Streufolie wirkt als Absorber für einen Teil des Raumuntergrundes und für einen Teil des durch Streuung an Luft erzeugten Beitrages zum Untergrund. Daher unterscheidet sich der ohne Streufolie gemessene Untergrund etwas von dem mit Streufolie gemessenen.
2.) Die durch den Photoeffekt und Compton-Effekt in der Streufolie freigesetzten Elektronen erzeugen Bremsstrahlung.
3.) In der Streufolie findet mit geringer Häufigkeit zweifache Compton-Streuung statt.
Die relative Häufigkeit dieser Beiträge hängt von der Foliendicke ab und wurde eliminiert, indem für jedes Element die für verschiedene Folien ermittelten differentiellen Wirkungsquerschnitte über der Foliendicke aufgetragen und auf Foliendicke d=o extrapoliert wurden.
Die Ergebnisse für die Streugeometrien I und II zeigten ab Energien von etwa 18o KeV Übereinstimmung innerhalb der statistischen Fehler, so daß in diesem Bereich die Messungen mit der Geometrie II angegeben werden, die die bessere Zählstatistik aufweisen. Im darunterliegenden Bereich werden die Messungen mit der Streugeometrie I angegeben.

2.7 Ergebnisse

Zur Überprüfung der Genauigkeit des verwendeten Meßverfahrens wurde aus den Spektren der differentielle Wirkungsquerschnitt für elastische (Rayleigh-) Streuung ermittelt und mit früheren gemessenen Werten [8] verglichen. Tabelle 3 zeigt die Ergebnisse. Da der Untergrund in der Nähe der 279 KeV Linie angepaßt wurde, war keine Extrapolation über der Foliendicke notwendig. In der Tabelle sind deshalb die Mittelwerte über alle Messungen an einem Element angegeben. Für Cu liegen keine Literaturwerte vor. Deshalb wurden die hier für Cu (Z=29) gemessenen Werte mit den Literaturwerten für Zn (Z=3o) verglichen.

Tabelle 3

Vergleich mit Literaturwerten der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte für Rayleigh-Streuung, in Einheiten von $1o^{-27}$ cm^2/sr . E_γ=279 KeV , $\vartheta = 135^o$.

	Experiment	Literatur [8]
Cu	o.235 ± o.o14	o.22 ± o.o3
Sn	5.88 ± o.26	6.o4 ± o.37
Pb	42.o6 ± 1.45	42.5 ± 1.4

Die Abweichungen der in den Spalten 2 und 3 enthaltenen Werte voneinander ist kleiner als der angegebene Fehler.

Fig.12-14 zeigen die erhaltenen zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte für Compton-Streuung im Vergleich mit den berechneten Beiträgen der ersten drei Schalen aus Teil 1. Eingetragen sind nur die nach der Coulomb-Wellen Näherung berechneten Werte.

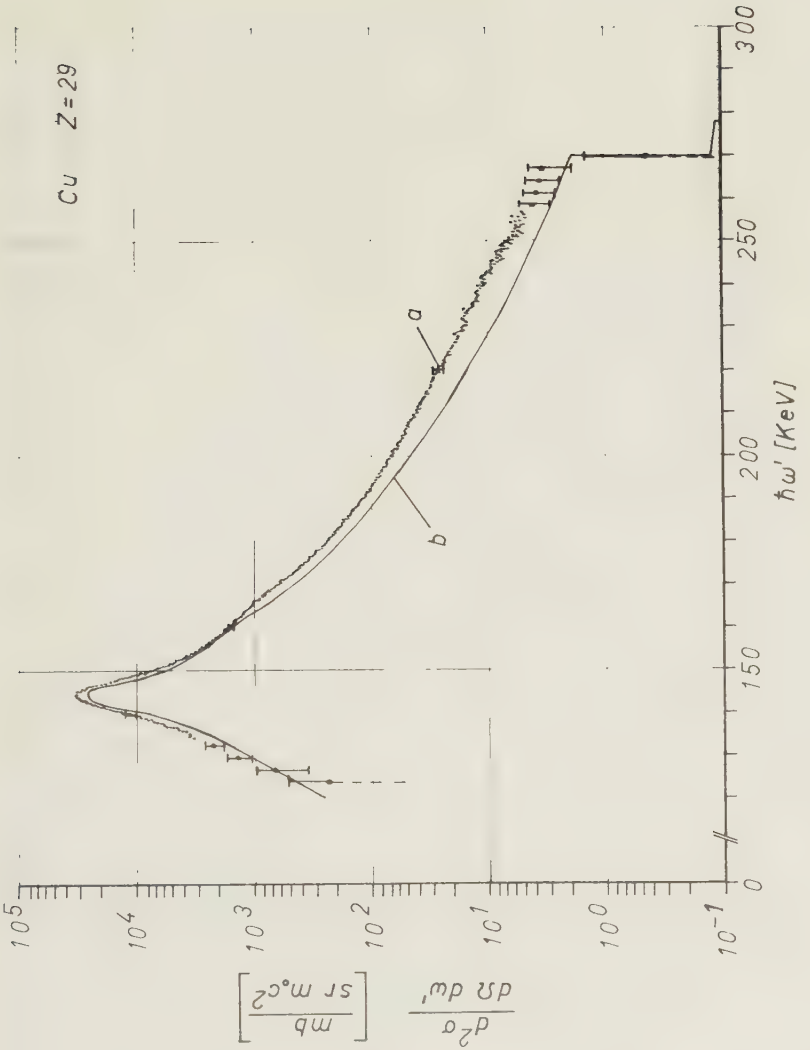


Fig.12 : Spektrale Verteilung der an Cu Compton-gestreuten γ-Quanten . a) gemessene Werte
b) nach Gl. (1.17),(1.19) von M. Schumacher et al.[5] berechneter Beitrag der ersten drei Schalen

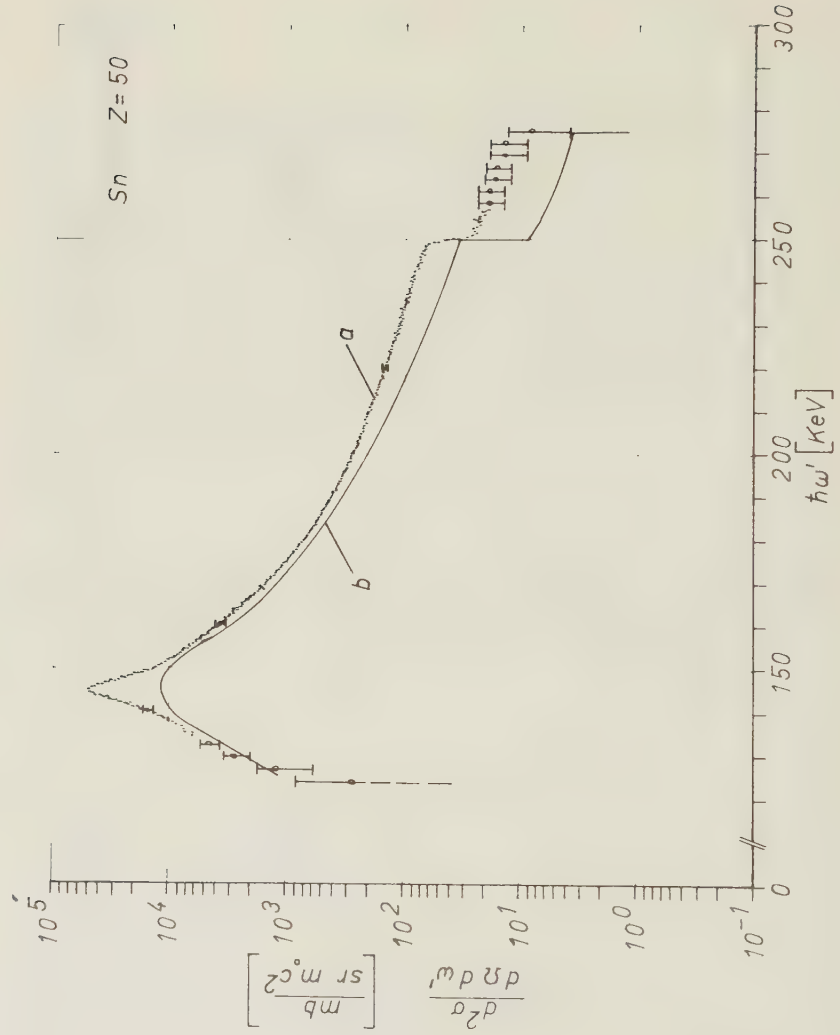


Fig.13 : Spektrale Verteilung der an Sn Compton-gestreuten γ-Quanten . a) gemessene Werte
b) nach Gl. (1.17),(1.19) berechneter Beitrag der ersten drei Schalen

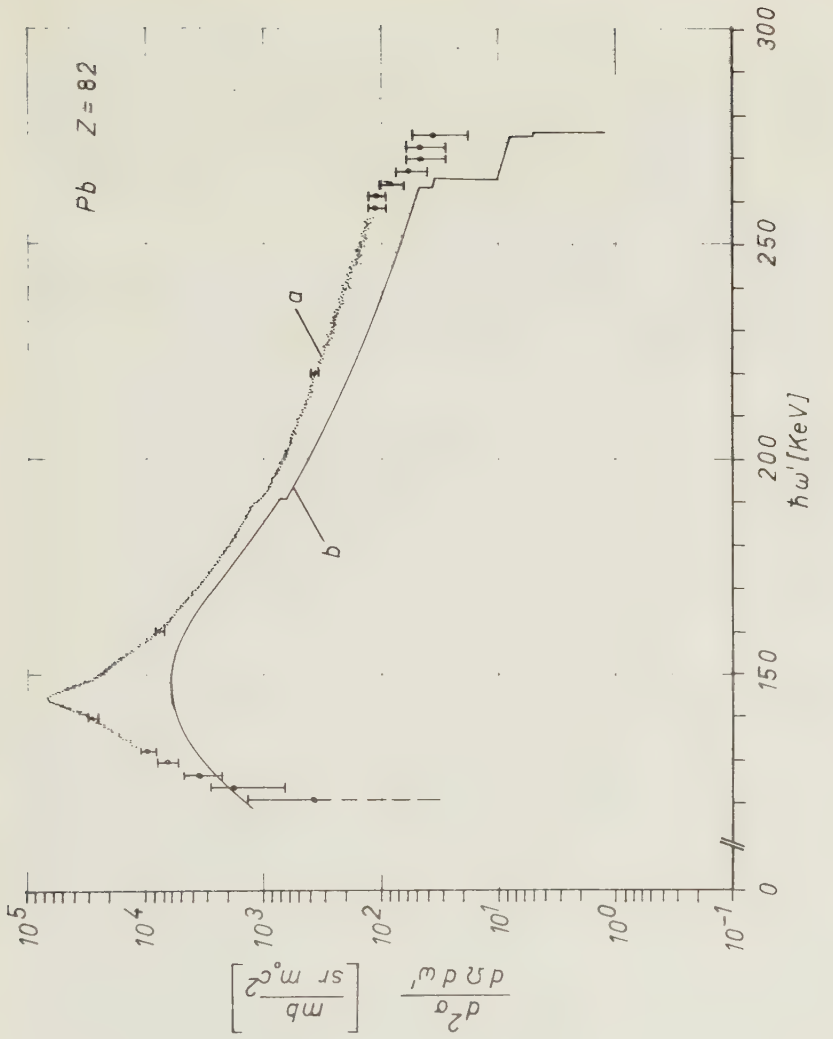


Fig.14 : Spektrale Verteilung der an Pb Compton-gestreuten γ-Quanten . a) gemessene Werte
b) nach Gl. (1.17),(1.19) von M. Schumacher et al.[5]
berechneter Beitrag der ersten drei Schalen

Das Auflösungsvermögen des Zählers wurde aus den gemessenen Spektren nicht herauskorrigiert. Die angegebenen Fehlerbalken entsprechen den nach Teil 2.8 abgeschätzten Werten, Punkte mit relativen Fehlern größer 1oo % sind nicht eingetragen. In Bereichen großer statistischer Fehler wurde über zehn Kanäle (2.81 KeV) gemittelt.
Eine Tabelle der Ergebnisse findet sich im Anhang.
Im oberen Teil der Spektren, in dem Theorie und Experiment unmittelbar verglichen werden können, sind deutliche Abweichungen der theoretischen Werte von den Meßpunkten zu beobachten. Diese Abweichungen nehmen mit wachsender Kernladungszahl zu.

Vergleiche theoretischer differentieller Wirkungsquerschnitte für die unelastische Streuung von 662 KeV γ-Quanten an Elektronen der K-Schale in Pb zeigten, daß die Formfaktor-Rechnungen mit nichtrelativistischen Wellenfunktionen gegenüber Formfaktor-Rechnungen mit relativistischen Wellenfunktionen im oberen Energie-Bereich bis zu 7o % niedrigere Werte liefern [25] . Exakte relativistische Rechnungen von I. B. Whittingham [13] nach der Störungsrechnung zweiter Ordnung ergaben gegenüber den relativistischen Formfaktor-Rechnungen im Bereich zwischen 2oo KeV und 575 KeV im Mittel 3o % größere Werte. Daher ist zu vermuten, daß die in der vorliegenden Arbeit beobachteten Abweichungen zum größten Teil auf der Verwendung nichtrelativistischer Wellenfunktionen beruhen, zu einem anderen Teil aber auf den Vernachlässigungen, die in der Formel (1.15) enthalten sind. Gesicherte Information über die Gültigkeit der Formel (1.15) bei der im Experiment verwandten Energie und im Bereich der untersuchten Kernladungszahlen kann deshalb aus dem Experiment nur gewonnen werden, wenn die Rechnung streng relativistisch ausgeführt wird.
Ein Vergleich der experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitte mit den in Fig.3-5 angegebenen Ergebnissen der Ebenen-Wellen Näherung zeigt,daß diese Näherung im Bereich hoher Energien um mehr als eine Größenordnung zu kleine Werte liefert.

2.8 Fehlerbetrachtung

Der statistische Fehler der Zählraten I in Gleichung (2.5) setzt sich zusammen aus den statistischen Fehlern der Messungen und der abgezogenen, angepaßten Spektren : Untergrund, Hg-Eichspektrum und Eichspektren für die Compton-Korrektion. Bei der Verarbeitung der Spektren (a-f in Fig.11) wurden die statistischen Fehler der benutzten Spektren kanalweise berechnet und der Gesamtfehler Schritt für Schritt bestimmt. Bis auf den Bereich kleiner Energien, wo die Fehler der Compton-Korrektion in die Größenordnung der gemessenen Zählraten kommen und die Umgebung der Rayleigh-Linie, wo die korrigierten Zählraten verschwinden, bleiben die statistischen Fehler klein gegen die zu berücksichtigenden systematischen Fehler. Die in Gleichung (2.5) eingehenden Größen mit ihren relativen Fehlern sollen im folgenden behandelt werden.
Die Quellenstärke konnte aufgrund der großen Aktivität des Präparates sehr genau bestimmt werden. Für die in die Auswertung eingehende Größe P aus Gleichung (2.4) ergab sich aus mehreren Messungen in verschiedenen Abständen der Wert $P = (1.355 \pm 0.003) 10^9 \frac{\gamma}{sec} cm^2$. Das entspricht einem relativen Fehler von maximal 0.3 % .
In den Fehler der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit des Zählers gehen die in der Literatur angegebenen Fehler der Linienintensitäten ein, besonders in Streugeometrie I aber auch die statistischen Fehler der Meßwerte. Bei der Berechnung des Polynoms wurden die einzelnen Punkte entsprechend der Fehler gewichtet berücksichtigt. Als Fehler der relativen Nachweiswahrscheinlichkeit des Zählers waren 4 % in Streugeometrie I und 1 % in Streugeometrie II zu berücksichtigen. In die Bestimmung der Anzahl der Atome geht nur der Fehler der Gewichtsbestimmung der Folien ein, dieser kann vernachlässigt werden.
Der Geometriefaktor wurde für jede Folie und beide Geometrien getrennt bestimmt. Der relative Fehler beruht auf den Unsicher-

heiten bei der Bestimmung der Abstände r_1 , r_2 und auf der begrenzten Genauigkeit in der Dickenbestimmung der Folien, die zur Berechnung der Absorptionsterme A_1 , A_2 notwendig war. Je nach Energie der gestreuten Strahlung machte sich dieser zweite Fehler verschieden stark bemerkbar, insgesamt mußten Fehler von 1 % - 2.8 % berücksichtigt werden.
Die extrapolierten Werte stimmten in allen Fällen mit den Messungen an den dünnsten Folien überein; daher werden in den Ergebnissen für die differentiellen Wirkungsquerschnitte die Fehler angegeben, die aus den Messungen an diesen Folien erhalten wurden.

Zusammenfassung

Es wurde die Streuung von γ-Strahlen der Energie E_γ=279 KeV unter einem Streuwinkel von ϑ=135° an den Elementen Cu, Sn und Pb untersucht. Der Streuwinkel war mit einer Genauigkeit von ± 0.4° festgelegt. Der hochenergetische Teil des Streuspektrums, der von Beiträgen der inneren Elektronenschalen herrührt, wurde mit Hilfe einer zweiten, kompakten Geometrie gesondert ausgemessen. In diesem Bereich war der Streuwinkel auf ± 2.3° festgelegt.

Aus den elastisch rückgestreuten γ-Quanten konnten die Wirkungsquerschnitte für Rayleigh-Streuung gemessen werden. Sie zeigten gute Übereinstimmung mit bereits veröffentlichten experimentellen Daten.

Die zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte für Compton-Streuung wurden gemessen und mit Formfaktor-Rechnungen verglichen, die für die ersten drei Schalen von M. Schumacher und Mitarbeitern durchgeführt wurden. Die Spektren zeigten die von den Rechnungen vorhergesagten Kanten an den Stellen, wo die an das Elektron übertragene Energie gleich der Bindungsenergie des Elektrons im Atom war. Trotz der wesentlich besseren Übereinstimmung gegenüber den Rechnungen nach der Ebenen-Wellen Näherung blieben noch deutliche Abweichungen bestehen. Im Bereich hoher rückgestreuter Energien betragen diese Abweichungen bis zu einem Faktor 1.5 bei Cu und bis zu einem Faktor 6.0 bei Pb. Diese Abweichungen sind vermutlich hauptsächlich auf die Verwendung nichtrelativistischer Wellenfunktionen in den Rechnungen zurückzuführen. Es ist zu erwarten, daß die Verwendung relativistischer Wellenfunktionen die Übereinstimmung verbessert, so daß die Formfaktor-Rechnungen bei der hier verwendeten Energie eine gute Methode zur Berechnung von Compton-Profilen, insbesondere der Beiträge der stark gebundenen Elektronen, darstellen.

Literatur

1) C. Terasaki et al.	Phys. Lett. A4o , 357 (1972)
2) R.J. Weiss	Phil. Mag. 28 , 993 (1973)
3) R. Currat et al.	Phys. Rev. B3 , 243 (1971)
4) W.A. Reed , P. Eisenberger	Phys. Rev. B6 , 4596 (1972)
5) M. Schumacher,F. Smend I. Borchert	J. Phys. B , erscheint demnächst
6) I.B. Whittingham	J. Phys. A4 , 21 (1971)
7) M. Schumacher	Phys. Rev. 182 , 7 (1969)
8) M. Schumacher,F. Smend I. Borchert	Nucl. Phys. A2o6 , 531 (1973)
9) F. Smend,M. Schumacher I. Borchert	Nucl. Phys. A213 , 3o9 (1973)
1o) G.E Brown,R.E. Peierls J.B. Woodward	Proc. Roy. Soc. 227 , 51 (1955)
11) S. Brenner,G.E. Brown J.B. Woodward	Proc. Roy. Soc. 227 , 59 (1955)
12) G.E. Brown,D.F. Mayers	Proc. Roy. Soc. 234 , 387 (1956)
13) G.E. Brown,D.F. Mayers	Proc. Roy. Soc. 242 , 89 (1957)
14) A.H. Compton	Phys. Rev. 21 , 483 (1923)
15) J.W.M. Du Mond	Rev. Mod. Phys. 5 , 1 (1933)
16) W.E. Duncanson,C.A. Coulson	Proc. Phys. Soc. 57 , 19o (1945)
17) P. Eisenberger,P.M. Platzman	Phys. Rev. A2 , 415 (197o)
18) P. Eisenberger,W.A. Reed	Phys. Rev. B9 , 3237 (1974)
19) W. Heitler	The Quantum Theory of Radiation At the Clarendon Press Oxford 1954

2o) J. Randles	Proc. Phys. Soc. A7o , 337 (1957)
21) W. Franz	Z. Phys. 95 , 652 (1935)
22) W. Franz	Z. Phys. 98 , 314 (1936)
23) R.C. Weast (Hrsg.)	Handbook of Chemistry and Physics The Chemical Rubber Co. Cleveland/Ohio 1972
24) C.M. Lederer, J.M. Hollander I. Perlman	Table of Isotopes John Wiley Co., Inc. New York 1968
25) M. Schumacher, F. Smend I. Borchert	International Symposium on Radiation Physics Calcutta 1974
26) W.F. Edwards	Nucl. Phys. 63 , 97 (1965)
27) Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig	Datenblatt zu Eichpräparat
28) J. Konijn, E.W.A. Lingeman	Nucl. Instr. Meth. 94 , 389 (1971)

Herrn Prof. Dr. A. Flammersfeld danke ich für die stets wohlwollende Unterstützung meiner Arbeit.
Herrn Prof. Dr. M. Schumacher möchte ich für die Stellung des Themas, seine vielen wertvollen Ratschläge und die zahlreichen Diskussionen sehr herzlich danken.
Herrn Prof. Dr. F. Smend danke ich für die Überlassung der numerischen Programme zur Berechnung der theoretischen differentiellen Wirkungsquerschnitte.

ANHANG

Eichpräparate zur Energie-Eichung und zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Ge(Li)-Zählers

Tabellen der gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte

Zur Energie-Eichung und zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Ge(Li)-Zählers benutzte γ-Linien :

Eichpräparat	E_γ(KeV)	I	Literatur
Ta^{182}	1oo.1	1oo	W.F. Edwards [26]
	113.7	13.6 ±o.7	
	116.4	3.16±o.19	
	152.4	51.o ±2.o	
	156.4	2o.o ±o.9	
	179.4	22.9 ±1.o	
	198.4	1o.7 ±o.6	
	222.1	56.1 ±2.2	
	229.3	27.7 ±1.2	
	264.1	26.9 ±1.2	
Eu^{152}	121.78	138.2 ±2.1	PTB - Messung [27]
	244.67	35.3 ±o.7	
	344.3o	128.o ±2.o	
Co^{57}	122.o	1oo	J. Konijn et al. [28]
	136.4	13.o ±o.4	

GEMESSENE DIFFERENTIELLE WIRKUNGSQUERSCHNITTE , GEMITTELT UEBER 1 KEV . STREUUNG AN CU

KEV	MBARN	FEHLER	KEV	MBARN	FEHLER	KEV	MBARN	FEHLER
126	5.08326+02	3.06+02	174	3.9881+02	1.60+01	222	2.3005+01	2.00+00
127	6.9364+02	3.05+02	175	3.5927+02	1.43+01	223	2.2783+01	2.00+00
128	8.8830+02	3.14+02	176	3.2478+02	1.33+01	224	2.0613+01	2.00+00
129	1.1156+03	3.22+02	177	3.0108+02	1.23+01	225	2.0310+01	2.00+00
130	1.5272+03	3.40+02	178	2.7249+02	1.17+01	226	1.9290+01	2.00+00
131	1.6769+03	3.46+02	179	2.5512+02	1.13+01	227	1.8510+01	2.00+00
132	2.1246+03	3.65+02	180	2.3149+02	1.00+01	228	1.7753+01	2.00+00
133	2.3452+03	3.82+02	181	2.1614+02	1.03+01	229	1.7415+01	2.00+00
134	3.0936+03	4.21+02	182	2.0112+02	9.00+00	230	1.5730+01	2.00+00
135	3.4549+03	4.40+02	183	1.8623+02	8.50+00	231	1.5063+01	2.00+00
136	4.0351+03	4.60+02	184	1.7310+02	8.00+00	232	1.5747+01	2.00+00
137	5.4278+03	5.60+02	185	1.5917+02	7.67+00	233	1.5130+01	2.00+00
138	6.5631+03	6.33+02	186	1.5223+02	7.00+00	234	1.5510+01	2.00+00
139	6.9465+03	7.62+02	187	1.3982+02	7.00+00	235	1.3133+01	2.00+00
140	1.1746+04	9.61+02	188	1.3295+02	7.00+00	236	1.2065+01	2.00+00
141	1.6510+04	1.27+03	189	1.2304+02	6.00+00	237	1.2293+01	1.33+00
142	2.2166+04	1.61+03	190	1.1497+02	6.00+00	238	1.2390+01	1.00+00
143	2.7561+04	1.95+03	191	1.0916+02	6.00+00	239	1.1590+01	1.00+00
144	3.1931+04	2.20+03	192	1.0040+02	5.00+00	240	1.1157+01	1.00+00
145	3.0334+04	2.11+03	193	9.7537+01	5.00+00	241	1.0870+01	1.00+00
146	2.3997+04	1.70+03	194	9.1380+01	5.00+00	242	1.0737+01	1.00+00
147	1.8355+04	1.36+03	195	8.6037+01	5.00+00	243	9.4367+00	1.00+00
148	1.3059+04	1.03+03	196	8.2267+01	5.00+00	244	9.1667+00	1.00+00
149	7.9093+03	7.90+02	197	7.7115+01	4.00+00	245	8.3050+00	1.00+00
150	7.1166+03	6.00+02	198	7.3647+01	4.00+00	246	7.9133+00	1.00+00
151	5.5990+03	4.90+02	199	7.0020+01	4.00+00	247	8.1000+00	1.00+00
152	4.4802+03	4.09+02	200	6.6620+01	4.00+00	248	7.0967+00	1.00+00
153	3.6000+03	3.47+02	201	6.3373+01	4.00+00	249	7.0200+00	1.00+00
154	3.1900+03	3.12+02	202	5.8593+01	4.00+00	250	6.9000+00	1.00+00
155	2.6649+03	2.74+02	203	5.6743+01	3.67+00	251	6.0000+00	1.50+00
156	2.4010+03	2.50+02	204	5.3525+01	3.00+00	252	5.6650+00	1.00+00
157	2.0774+03	1.77+02	205	5.0793+01	3.00+00	253	5.4733+00	1.00+00
158	1.8530+03	5.95+01	206	4.9160+01	3.00+00	254	5.1000+00	1.00+00
159	1.7345+03	5.50+01	207	4.7030+01	3.00+00	255	5.5633+00	1.00+00
160	1.5646+03	5.03+01	208	4.5720+01	3.00+00	256	5.6600+00	1.00+00
161	1.4667+03	4.80+01	209	4.3263+01	3.00+00	257	4.6667+00	1.00+00
162	1.3402+03	4.45+01	210	4.0023+01	3.00+00	258	3.5630+00	1.00+00
163	1.2470+03	4.20+01	211	3.9117+01	3.00+00	259	4.1300+00	1.00+00
164	1.1392+03	3.87+01	212	3.8863+01	3.00+00	260	3.8767+00	1.00+00
165	1.0346+03	3.50+01	213	3.5335+01	3.00+00	261	3.6500+00	1.00+00
166	9.4370+02	3.30+01	214	3.3357+01	2.00+00	262	3.9233+00	1.00+00
167	8.5124+02	3.00+01	215	3.2545+01	2.00+00	263	4.1900+00	1.00+00
168	7.6302+02	2.73+01	216	3.1127+01	2.00+00	264	3.0733+00	1.00+00
169	6.7772+02	2.47+01	217	2.9857+01	2.00+00	265	3.4533+00	1.00+00
170	6.1124+02	2.27+01	218	2.8797+01	2.00+00	266	3.5400+00	1.00+00
171	5.4040+02	2.03+01	219	2.7433+01	2.00+00	267	3.5067+00	1.00+00
172	4.9297+02	1.87+01	220	2.5610+01	2.00+00	268	3.2500+00	1.00+00
173	4.3635+02	1.70+01	221	2.4173+01	2.00+00	269	1.5733+00	1.00+00

GEMESSENE DIFFERENTIELLE WIRKUNGSQUERSCHNITTE , GEMITTELT UEBER 1 KEV , STREUUNG AN SN

KEV	MBARN	FEHLER	KEV	MBARN	FEHLER	KEV	MBARN	FEHLER
126	8.0172+02	5.90+02	176	9.2045+02	3.83+01	226	1.2514+02	9.67+00
127	1.3741+03	5.97+02	177	8.6389+02	3.63+01	227	1.2013+02	9.00+00
128	1.9630+03	6.32+02	178	8.0136+02	3.43+01	228	1.1605+02	9.00+00
129	2.4179+03	6.45+02	179	7.6044+02	3.30+01	229	1.1411+02	9.00+00
130	3.0769+03	6.75+02	180	7.0159+02	3.10+01	230	1.1123+02	9.00+00
131	3.5034+03	6.95+02	181	6.6296+02	3.00+01	231	1.0604+02	9.00+00
132	4.5934+03	7.55+02	182	6.2059+02	2.87+01	232	1.0634+02	9.00+00
133	4.7882+03	7.63+02	183	5.8832+02	2.75+01	233	1.0604+02	8.67+00
134	6.0378+03	6.37+02	184	5.5890+02	2.67+01	234	1.0325+02	8.33+00
135	7.0170+03	6.91+02	185	5.2777+02	2.53+01	235	9.8660+01	8.00+00
136	7.6265+03	9.25+02	186	5.0604+02	2.43+01	236	9.7325+01	8.00+00
137	9.1915+03	1.02+03	187	4.8003+02	2.37+01	237	9.2110+01	8.00+00
138	1.0621+04	1.14+03	188	4.6024+02	2.30+01	238	9.1065+01	9.00+00
139	1.3146+04	1.32+03	189	4.3242+02	2.20+01	239	8.9060+01	8.00+00
140	1.5741+04	1.53+03	190	4.1136+02	2.10+01	240	8.7503+01	8.00+00
141	2.1025+04	1.92+03	191	3.7888+02	2.10+01	241	8.4370+01	8.00+00
142	2.6069+04	2.39+03	192	3.7122+02	1.97+01	242	8.2717+01	8.00+00
143	3.6206+04	2.95+03	193	3.6206+02	1.93+01	243	8.0477+01	7.33+00
144	4.0594+04	3.53+03	194	3.4292+02	1.90+01	244	7.6040+01	7.33+00
145	4.7526+04	3.34+03	195	3.3203+02	1.80+01	245	7.4445+01	7.00+00
146	3.6700+04	2.60+03	196	3.2066+02	1.60+01	246	7.3237+01	7.00+00
147	2.9049+04	2.09+03	197	3.0211+02	1.70+01	247	7.1010+01	7.00+00
148	2.1377+04	1.60+03	198	2.9323+02	1.67+01	248	6.6373+01	7.00+00
149	1.7029+04	1.33+03	199	2.8149+02	1.60+01	249	5.9293+01	7.00+00
150	1.2751+04	1.07+03	200	2.7399+02	1.60+01	250	4.4480+01	6.00+00
151	1.0936+04	9.31+02	201	2.6199+02	1.53+01	251	2.6260+01	5.67+00
152	9.5170+03	8.24+02	202	2.5143+02	1.50+01	252	2.5230+01	5.50+00
153	8.1445+03	7.32+02	203	2.4260+02	1.50+01	253	2.4543+01	5.00+00
154	7.5159+03	6.60+02	204	2.3680+02	1.45+01	254	2.3265+01	5.00+00
155	6.5537+03	6.13+02	205	2.2003+02	1.40+01	255	2.3600+01	5.00+00
156	5.9761+03	5.67+02	206	2.2226+02	1.40+01	256	2.0720+01	5.00+00
157	5.2036+03	5.15+02	207	2.1473+02	1.30+01	257	1.9617+01	5.00+00
158	4.6003+03	4.67+02	208	2.1282+02	1.30+01	258	1.9617+01	5.00+00
159	4.2441+03	4.31+02	209	2.0773+02	1.30+01	259	1.8220+01	5.00+00
160	3.7952+03	4.05+02	210	1.9773+02	1.30+01	260	2.1090+01	5.00+00
161	3.4017+03	3.71+02	211	1.9307+02	1.20+01	261	1.8470+01	5.00+00
162	3.0302+03	3.53+02	212	1.8714+02	1.20+01	262	1.8647+01	5.00+00
163	2.6149+03	3.31+02	213	1.7696+02	1.20+01	263	1.7000+01	5.00+00
164	2.5550+03	3.11+02	214	1.7367+02	1.20+01	264	1.7343+01	5.00+00
165	2.3912+03	2.90+02	215	1.6921+02	1.15+01	265	1.7293+01	5.00+00
166	2.0970+03	2.70+02	216	1.6442+02	1.10+01	266	1.7630+01	5.00+00
167	1.8826+03	2.60+02	217	1.5931+02	1.10+01	267	1.6657+01	5.00+00
168	1.7105+03	2.52+02	218	1.5494+02	1.10+01	268	1.4640+01	5.00+00
169	1.6130+03	2.39+02	219	1.5197+02	1.10+01	269	1.3237+01	5.00+00
170	1.3021+03	2.30+02	220	1.4661+02	1.05+01	270	1.2980+01	5.00+00
171	1.5601+03	1.62+02	221	1.4306+02	1.03+01	271	1.2617+01	5.00+00
172	1.2431+03	4.90+01	222	1.3747+02	1.00+01	272	1.4123+01	5.00+00
173	1.1519+03	4.60+01	223	1.3476+02	1.00+01	273	1.3967+01	5.00+00
174	1.07[illegible]+03	4.35+01	224	1.3201+02	1.00+01	274	1.3093+01	5.00+00
175	9.91[illegible]	[illegible]+01	225	1.2852+02	1.00+01	275	8.4850+00	5.00+00

GEMESSENE DIFFERENTIELLE WIRKUNGSQUERSCHNITTE , GEMITTELT UEBER 1 KEV , STREUUNG AN PB

KEV	MBARN	FEHLER	KEV	MBARN	FEHLER	KEV	MBARN	FEHLER
126	2.9451+03	1.11+03	176	2.4420+03	1.08+02	226	3.0408+02	2.90+01
127	3.7792+03	1.12+03	177	2.3111+03	1.03+02	227	2.8156+02	2.80+01
128	4.8257+03	1.17+03	178	2.1705+03	9.40+01	228	2.7291+02	2.77+01
129	5.7451+03	1.18+03	179	2.0705+03	9.57+01	229	2.7550+02	2.75+01
130	7.1559+03	1.25+03	180	1.9156+03	9.07+01	230	2.5525+02	2.70+01
131	7.7947+03	1.26+03	181	1.8383+03	8.75+01	231	2.4274+02	2.70+01
132	9.8995+03	1.36+03	182	1.7256+03	8.43+01	232	2.5989+02	2.63+01
133	1.0477+04	1.36+03	183	1.6609+03	8.15+01	233	2.4067+02	2.60+01
134	1.3339+04	1.52+03	184	1.5842+03	7.87+01	234	2.3682+02	2.60+01
135	1.5188+04	1.62+03	185	1.4944+03	7.53+01	235	2.2740+02	2.57+01
136	1.6746+04	1.66+03	186	1.4569+03	7.37+01	236	2.1888+02	2.55+01
137	1.9014+04	1.85+03	187	1.3640+03	7.10+01	237	2.1496+02	2.50+01
138	2.2337+04	2.01+03	188	1.3183+03	6.93+01	238	2.1072+02	2.70+01
139	2.5350+04	2.16+03	189	1.2405+03	6.67+01	239	2.0582+02	2.70+01
140	2.8864+04	2.45+03	190	1.1527+03	6.40+01	240	1.9670+02	2.40+01
141	3.5447+04	2.87+03	191	1.0613+03	6.10+01	241	1.9417+02	2.40+01
142	4.5177+04	3.41+03	192	9.7342+02	5.73+01	242	1.8891+02	2.37+01
143	5.5299+04	4.06+03	193	9.2327+02	5.60+01	243	1.9220+02	2.33+01
144	6.7152+04	4.72+03	194	8.7756+02	5.40+01	244	1.7805+02	2.30+01
145	8.4222+04	4.65+03	195	8.4770+02	5.30+01	245	1.6788+02	2.30+01
146	5.0736+04	3.84+03	196	8.1979+02	5.17+01	246	1.6427+02	2.23+01
147	4.1515+04	3.19+03	197	7.6118+02	5.02+01	247	1.6035+02	2.20+01
148	3.2550+04	2.57+03	198	7.3840+02	4.87+01	248	1.5349+02	2.20+01
149	2.7241+04	2.19+03	199	7.1501+02	4.75+01	249	1.4740+02	2.20+01
150	2.3436+04	1.89+03	200	6.8221+02	4.63+01	250	1.4953+02	2.20+01
151	2.1421+04	1.72+03	201	6.5351+02	4.47+01	251	1.3640+02	2.17+01
152	1.8957+04	1.52+03	202	6.3128+02	4.43+01	252	1.4015+02	2.15+01
153	1.6704+04	1.36+03	203	6.0131+02	4.30+01	253	1.3771+02	2.10+01
154	1.5575+04	1.26+03	204	5.9164+02	4.20+01	254	1.3414+02	2.10+01
155	1.3214+04	1.14+03	205	5.7635+02	4.13+01	255	1.2943+02	2.07+01
156	1.2133+04	1.05+03	206	5.4494+02	4.00+01	256	1.1933+02	2.03+01
157	1.0536+04	9.52+02	207	5.4047+02	4.00+01	257	1.1476+02	2.03+01
158	9.2745+03	8.71+02	208	5.2341+02	3.90+01	258	1.1520+02	2.00+01
159	8.8204+03	8.24+02	209	5.0691+02	3.83+01	259	9.4655+01	2.00+01
160	7.6993+03	7.70+02	210	4.8163+02	3.73+01	260	1.1672+02	2.00+01
161	7.2023+03	7.27+02	211	4.6551+02	3.60+01	261	1.0493+02	2.00+01
162	8.3070+03	8.67+02	212	4.5144+02	3.60+01	262	1.1023+02	2.00+01
163	8.1004+03	8.47+02	213	4.3542+02	3.55+01	263	9.8677+01	1.97+01
164	5.6123+03	6.05+02	214	4.1676+02	3.43+01	264	8.6740+01	1.90+01
165	5.3404+03	5.60+02	215	4.1036+02	3.40+01	265	7.3290+01	1.87+01
166	4.9066+03	5.51+02	216	3.7694+02	3.37+01	266	6.0157+01	1.80+01
167	4.4266+03	3.55+02	217	3.8702+02	3.27+01	267	4.9987+01	1.80+01
168	4.2075+03	1.67+02	218	3.7887+02	3.30+01	268	4.2515+01	1.70+01
169	3.9367+03	1.56+02	219	3.6964+02	3.20+01	269	4.0973+01	1.73+01
170	3.6703+03	1.49+02	220	3.6405+02	3.15+01	270	4.7490+01	1.80+01
171	3.3804+03	1.42+02	221	3.4355+02	3.10+01	271	4.2263+01	1.80+01
172	3.1022+03	1.33+02	222	3.2632+02	3.10+01	272	4.5913+01	1.70+01
173	2.9553+03	1.25+02	223	3.2395+02	3.00+01	273	4.7970+01	1.73+01
174	2.7920+03	1.19+02	224	3.1372+02	2.97+01	274	4.7297+01	1.73+01
175	2.6020+03	1.15+02	225	2.7953+02	2.90+01	275	3.3835+01	1.70+01

Lebenslauf

Am 18.7.1948 wurde ich als Sohn des technischen Kaufmanns Heinz Rullhusen und seiner Ehefrau Bertl, geb. Rutter in New York , N.Y. USA geboren. 1950 zogen wir nach Cali/Kolumbien. Dort besuchte ich von 1954 bis 1965 die Deutsche Schule, an der ich am 28.7.1965 das kolumbianische Bachillerato bestand.
1965 kam ich in die Bundesrepublik Deutschland, wo ich ein halbes Jahr als Gast die Humboldt-Schule in Hannover besuchte. Am 26.4.1966 legte ich an der Pädagogischen Hochschule in Göttingen die Nostrifizierungsprüfung ab. Im Sommersemester 1966 immatrikulierte ich mich an der Georg-August-Universität in Göttingen. Hier legte ich im Sommersemester 1969 die Diplom-Vorprüfung im Fach Physik ab. Im Sommersemester 1970 begann ich im II Physikalischen Institut der Universität in Göttingen unter Anleitung von Herrn Prof. Dr. A. Flammersfeld mit der Anfertigung meiner Diplomarbeit zum Thema " Fokussierende Wirkung eines magnetischen Quadrupol-Triplets auf Elektronen und α-Teilchen " . Am 28.4.1972 legte ich die Diplom-Hauptprüfung ab. Seit dem 1.4.1974 bin ich als wissenschaftlicher Assistent am II Physikalischen Institut tätig.